



HAL
open science

Etude d'une nouvelle architecture de gamma caméra à base de semi-conducteurs CdZnTe /CdTe

Lucie Guérin

► **To cite this version:**

Lucie Guérin. Etude d'une nouvelle architecture de gamma caméra à base de semi-conducteurs CdZnTe /CdTe. Physique [physics]. Université d'Angers, 2007. Français. NNT: . tel-01773265

HAL Id: tel-01773265

<https://theses.hal.science/tel-01773265>

Submitted on 21 Apr 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Etude d'une nouvelle architecture de gamma caméra
à base de semi-conducteurs CdZnTe /CdTe**

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

ECOLE DOCTORALE D'ANGERS

Présentée et soutenue publiquement

le 9 novembre 2007

à Grenoble

par **Lucie GUERIN**

Devant le jury ci-dessous :

Christian JEANGUILLAUME

Irène BUVAT

Jacques DARCOURT

Loïck VERGER

Véronique REBUFFEL

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur / Président du Jury

Examineur

Examineur

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du Laboratoire des Détecteurs (LDET) du Service des Technologies pour la Détection (STD) du Département des micro-Technologies pour la Biologie et la Santé (DTBS) du CEA/LETI à Grenoble.

Je tiens, en premier lieu, à remercier les responsables de cette structure, à savoir le chef du département Jean CHABBAL, le chef de service Olivier PEYRET et le chef de laboratoire Jean-Louis AMANS pour leur accueil et les moyens matériels mis à ma disposition durant ces trois années de thèse.

Je tiens ensuite à remercier mon directeur de thèse, Christian JEANGUILLAUME, ainsi que Irène BUVAT et Jacques DAR COURT, d'avoir accepté de faire parti du jury.

Je remercie tout particulièrement Loïck VERGER et Véronique REBUFFEL de m'avoir encadrée pendant ces trois années et pour leur implication constante dans mon travail de thèse.

Merci Loïck pour ton optimisme inépuisable, ton efficacité et ton esprit de synthèse. Merci Titi, Guillaume et Thomas pour votre aide précieuse et votre patience lors des études expérimentales. Merci à toutes les personnes du laboratoire qui ont contribué de près ou de loin à mon travail.

Enfin, un grand merci à toutes les personnes qui m'ont soutenue et supportée pendant ces trois années. Je pense bien évidemment aux échanges amicaux pendant les repas et les pauses café (et oui, il est possible de finir une thèse sans boire de café ni de thé !). Je pense aux sorties, en ville ou en montagne, quelles que soient les saisons. Je pense aussi aux séances « piscine », source de bien-être. Un très grand merci à tous ceux qui m'ont accordé leur confiance et leur amitié et qui ont partagé un petit bout de leur vie en ma compagnie.

SOMMAIRE

Introduction	9
CHAPITRE I	
Présentation de la gamma caméra d'Anger et de ses limites	11
I Présentation de la gamma caméra d'Anger	12
I.A Les radiotraceurs utilisés pour l'imagerie gamma	12
I.B La chaîne de détection d'une gamma caméra d'Anger	13
I.B.1 Le collimateur à trous parallèles	14
I.B.2 Le scintillateur NaI(Tl)	15
I.B.3 Le guide de lumière	16
I.B.4 Les tubes photomultiplicateurs	16
I.B.5 Le circuit électronique analogique	17
I.B.6 Les processeurs	17
I.C Les modes et les types d'acquisition d'une gamma caméra d'Anger	18
I.D Exemples d'examens scintigraphiques	19
II Les limites de l'imagerie gamma	20
II.A Les limites physiologiques	20
II.B Les limites physiques	20
II.B.1 Le phénomène d'atténuation	21
II.B.2 Le phénomène de diffusion	21
II.C Les limites technologiques de la caméra d'Anger	22
II.C.1 La résolution en énergie du module de détection	22
II.C.2 L'efficacité du module de détection	23
II.C.3 La résolution spatiale intrinsèque du module de détection	23
II.C.4 Le taux de comptage du module de détection	23
II.C.5 La résolution spatiale de la caméra	23
II.C.6 L'efficacité de la caméra	24
III Les besoins des futures gamma caméras	24
CHAPITRE II	
L'état de l'art des détecteurs CdTe/CdZnTe et des collimateurs des gamma caméras	27
I Présentation des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe	28
I.A Présentation de l'interaction d'un rayonnement gamma dans un semi-conducteur	28
I.B Les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe	29
I.B.1 Sélection d'un semi-conducteur	29
I.B.2 Le matériau	31
I.B.3 Etude des contacts électriques	32
II Présentation des systèmes de collimation dans une gamma caméra	35
II.A Le rôle d'un collimateur	35
II.A.1 Les matériaux	35
II.A.2 Les modes de fabrication	36
II.B Le collimateur monotrou	37
II.C Les collimateurs multitrous	39
II.C.1 Le collimateur multi pinhole	39

II.C.2 Le collimateur à trous parallèles.....	43
II.C.3 Le collimateur convergent.....	45
II.D Présentation des formules analytiques de la résolution spatiale et de l'efficacité pour le collimateur à trous parallèles.....	47
II.D.1 La résolution spatiale du système.....	47
II.D.2 L'efficacité du système.....	48
III Synthèse.....	50

CHAPITRE III

L'état de l'art des codes de simulation et des méthodes de reconstruction en imagerie gamma..... 51

I Etat de l'art des codes et des logiciels de simulation pour l'imagerie.....	52
I.A Présentation des codes dédiés à l'imagerie médicale.....	52
I.A.1 Les codes déterministes.....	52
I.A.2 Les codes probabilistes.....	53
I.B Présentation du logiciel SINDBAD pour l'imagerie X.....	55
I.C Présentation du logiciel PENELOPE.....	58
II Etat de l'art des méthodes de reconstruction en imagerie.....	60
II.A Les méthodes de reconstruction analytique.....	63
II.B Les méthodes de reconstruction algébriques.....	64
II.B.1 Les méthodes itératives algébriques.....	67
II.B.2 Les méthodes itératives statistiques.....	68
II.B.3 Les méthodes itératives statistiques régularisées.....	71
III Synthèse.....	73

CHAPITRE IV

Nouvelles architectures de gamma caméra : de l'état de l'art vers HiSens..... 75

I Sélection du module de détection.....	76
I.A Les modules à base de scintillateur.....	76
I.A.1 Les nouveaux modules à base de scintillateur NaI(Tl).....	76
I.A.2 Les nouveaux cristaux scintillants inorganiques.....	78
I.B Les systèmes à base de semi-conducteur.....	80
I.B.1 Etude des avantages des semi-conducteurs.....	80
I.B.2 Les performances des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe.....	81
I.B.3 Conclusion.....	88
I.C Etude de la profondeur d'interaction du détecteur monolithique pixellisé CdZnTe.....	88
I.C.1 Précision de mesures de la profondeur d'interaction par simulation.....	89
I.C.2 Précision de mesures de la profondeur d'interaction par l'expérience.....	90
II Association d'un collimateur au détecteur CdTe ou CdZnTe.....	95
II.A Utilisation des détecteurs CdZnTe en imagerie gamma.....	95
II.A.1 Les gamma caméras à base de CdZnTe.....	95
II.A.2 Les réflexions sur les nouvelles architectures de gamma caméras à base de CdZnTe.....	103
II.B L'architecture HiSens : un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire associé au détecteur monolithique pixellisé CdZnTe.....	107
II.B.1 Le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire.....	107
II.B.2 L'intérêt de la profondeur d'interaction sur le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire.....	109
II.B.3 Synthèse.....	114
III Les méthodes de reconstruction pour HiSens.....	115
III.A Choix d'une méthode de reconstruction.....	115
III.B Les méthodes de reconstruction algébrique adaptées à HiSens.....	115
IV Synthèse et perspectives.....	117

CHAPITRE V

Les logiciels de simulation pour HiSens	119
I SINDBAD mode analytique	120
I.A Adaptation de SINDBAD pour l'imagerie gamma	120
I.B Evaluation de SINDBAD pour l'imagerie gamma	122
I.B.1 Description des géométries	122
I.B.2 Comparaison des résultats de SINDBAD aux résultats expérimentaux	125
I.B.3 Conclusion	128
I.C Mise en œuvre de SINDBAD pour la simulation de HiSens	128
I.C.1 Modélisation de la profondeur d'interaction du détecteur par SINDBAD	128
I.C.2 Evaluation de la matrice R et des projections par SINDBAD	129
I.C.3 Insertion de SINDBAD dans le schéma des méthodes de reconstruction itératives	134
II PENELOPE et TASMANIA	134
II.A Utilisation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma	134
II.B Evaluation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma	136
II.B.1 Description des géométries	136
II.B.2 Confrontation des images (projections) obtenues par PENELOPE et SINDBAD	137
II.B.3 Conclusion	141
II.C Mise en œuvre de PENELOPE et TASMANIA pour la simulation de HiSens	142
III Synthèse et discussion	142
III.A Synthèse sur les logiciels de simulation	142
III.B Discussion sur le dimensionnement de l'architecture HiSens	143

CHAPITRE VI

Evaluation des performances de HiSens	145
I Etude de HiSens en acquisition planaire	146
I.A Description des paramètres des simulations	146
I.A.1 Description des géométries	146
I.A.2 Les matrices R et les projections	150
I.A.3 Les méthodes de reconstruction utilisées	151
I.A.4 Evaluation de la qualité du volume reconstruit	151
I.B Résultats avec les projections simulées par SINDBAD	154
I.B.1 Source ponctuelle	154
I.B.2 Deux sources ponctuelles	163
I.B.3 Une source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	166
I.B.4 Une source thyroïde (3D)	175
I.C Résultats avec les projections simulées par PENELOPE et TASMANIA	178
I.C.1 Etude des projections PENELOPE de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	179
I.C.2 Etude du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	182
I.C.3 Conclusion	184
II Etude de HiSens en acquisition tomographique	185
II.A Description des paramètres des simulations	185
II.B Résultats avec les projections simulées par SINDBAD	186
III Discussion et perspectives	195
IV Les premiers résultats expérimentaux	196
IV.A Description des géométries	197
IV.B Les projections par Minigami	197
IV.C Les images reconstruites	199
IV.D Conclusion	199
Conclusion & perspectives	201
Références bibliographiques	205
Sites Internet	221

Mes travaux	223
Annexe I Présentation de l'effet photoélectrique et de la diffusion Compton.....	225
Annexe II Les formules analytiques de quelques collimateurs.....	227
Annexe III Calcul géométrique de la précision de localisation apportée par les sous-couches du détecteur CdZnTe.....	233

Introduction

L'imagerie nucléaire est utilisée en médecine, pour le diagnostic de certaines pathologies cancéreuses ou non. Elle consiste à déterminer la distribution dans l'organisme d'un radiotracer, administré à un patient. En imagerie scintigraphique, les radiotraceurs utilisés émettent des photons gamma. Le radiotracer le plus courant est le technétium, qui émet des photons gamma d'énergie 140 keV. Ces photons gamma sont détectés par une gamma caméra. En routine clinique, les gamma caméras utilisées reposent toujours sur le principe des gamma caméras mises au point par H. Anger dans les années 1960. Ces caméras sont constituées d'une ou de plusieurs têtes de détection, et chaque tête de détection est composée d'un système de collimation classique et d'un module de détection à base de scintillateur. Elles permettent d'obtenir les images, dites images scintigraphiques, en acquisition planaire ou en acquisition tomographique.

Ces gamma caméras d'Anger présentent quelques limitations. En effet, outre son encombrement important, le module de détection à base de scintillateur et de photomultiplicateurs présente un taux de comptage, une résolution spatiale intrinsèque et une résolution en énergie dont les valeurs sont proches des limites de la physique de détection. De plus, son système de collimation limite presque à lui seul la résolution spatiale et l'efficacité de la caméra. Le collimateur le plus couramment utilisé en routine clinique est un collimateur à trous parallèles. Son dimensionnement est optimisé afin d'assurer le meilleur compromis entre la résolution spatiale et l'efficacité de la caméra. Cependant ce compromis peut limiter la qualité des images scintigraphiques, donc rendre difficile l'interprétation diagnostique des images.

Pour améliorer la qualité des images des gamma caméras, de nouveaux modules de détection peuvent être utilisés. Les détecteurs à base de semi-conducteurs de la famille du tellurure de cadmium (CdTe ou CdZnTe), fonctionnant à température ambiante, sont de bons candidats pour ces applications. Leur encombrement est minimal et leur taux de comptage est meilleur que celui des modules à base de scintillateur. De plus, la détection directe des photons par les semi-conducteurs permet d'atteindre une résolution spatiale intrinsèque inférieure à celle des détecteurs scintillateurs. Enfin, la mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le semi-conducteur permet d'améliorer la résolution en énergie et l'efficacité des détecteurs.

Cependant l'utilisation de tels détecteurs associés aux systèmes de collimation classiques ne suffit pas pour améliorer significativement la qualité des images. C'est pourquoi, les études s'orientent vers de nouveaux systèmes de collimation associés aux détecteurs semi-conducteurs CdTe ou CdZnTe.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse, au cours duquel l'architecture **HiSens** (pour **H**igh **S**ensitivity) a été proposée. Cette architecture est composée d'un

collimateur à trous parallèles à large ouverture angulaire et d'un module de détection à base de semi-conducteurs monolithiques pixellisés CdZnTe. Elle a pour objectif d'améliorer l'efficacité des gamma caméras, tout en maintenant ou en améliorant, leur résolution spatiale, en tirant profit des nouvelles performances offertes par le détecteur.

Le **chapitre I** rappelle le principe général de l'imagerie gamma, en décrivant les radiotraceurs, la chaîne de détection et les types d'acquisition de la gamma caméra d'Anger. Les limites physiologiques, physiques et technologiques de la caméra sont ensuite mises en évidence, afin de mieux identifier les besoins des futures gamma caméras.

Le **chapitre II** est dédié à une étude bibliographique. Dans un premier temps, les semi-conducteurs utilisés en imagerie gamma sont présentés, et plus particulièrement les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe, en distinguant les détecteurs planaires et les détecteurs monolithiques pixellisés. Dans un second temps, les collimateurs classiques des gamma caméras, utilisés en routine clinique pour la plupart d'entre eux, sont décrits. Leur géométrie est présentée, ainsi que leurs caractéristiques, leurs avantages et leurs inconvénients.

Le **chapitre III** est consacré à un état de l'art des codes de simulation dédiés à l'imagerie médicale et des méthodes de reconstruction en imagerie gamma. Ces états de l'art permettent d'introduire les logiciels de simulation et les méthodes de reconstruction utilisés dans le cadre de cette thèse.

Le **chapitre IV** présente la nouvelle architecture de gamma caméra proposée durant ce travail de thèse. Il est structuré en trois parties. La première partie justifie l'utilisation de détecteurs semi-conducteurs CdZnTe, et notamment les détecteurs monolithiques pixellisés, en mettant en évidence leurs avantages par rapport aux modules de détection à base de scintillateur. La deuxième partie présente les gamma caméras à base de détecteurs CdZnTe existantes (prototypes ou produits commerciaux) et leurs collimateurs associés, ainsi que l'intérêt d'une association des détecteurs CdZnTe aux collimateurs classiques. Enfin, la troisième partie présente en détail l'architecture **HiSens**.

Le **chapitre V** décrit les deux logiciels de simulation utilisés dans le cadre de cette thèse pour évaluer les performances de l'architecture HiSens : SINDBAD et PENELOPE. La première partie présente l'adaptation du logiciel SINDBAD pour les applications gamma, dans le mode émission. La deuxième partie présente le logiciel PENELOPE, couplé au logiciel TASMANIA pour nos applications. L'étude de HiSens par SINDBAD et PENELOPE - TASMANIA est ensuite discutée.

Le **chapitre VI** analyse les performances de l'architecture HiSens, c'est-à-dire les gains en efficacité et en résolution spatiale par rapport à une architecture classique, équivalente à la caméra d'Anger. HiSens est étudié en acquisition planaire et en acquisition tomographique, à l'aide du logiciel SINDBAD et PENELOPE, couplé à TASMANIA. Les premiers résultats expérimentaux sont ensuite présentés dans une dernière partie.

Enfin, les conclusions de ce travail de thèse seront exposées, mettant en évidence les perspectives sur le développement d'HiSens.

CHAPITRE I

Présentation de la gamma caméra d'Anger et de ses limites

I	Présentation de la gamma caméra d'Anger	12
I.A	Les radiotraceurs utilisés pour l'imagerie gamma	12
I.B	La chaîne de détection d'une gamma caméra d'Anger	13
I.B.1	Le collimateur à trous parallèles.....	14
I.B.2	Le scintillateur NaI(Tl).....	15
I.B.3	Le guide de lumière.....	16
I.B.4	Les tubes photomultiplicateurs.....	16
I.B.5	Le circuit électronique analogique	17
I.B.6	Les processeurs	18
I.C	Les modes et les types d'acquisition d'une gamma caméra d'Anger	18
I.D	Exemples d'examens scintigraphiques.....	19
II	Les limites de l'imagerie gamma	20
II.A	Les limites physiologiques.....	20
II.B	Les limites physiques	20
II.B.1	Le phénomène d'atténuation	21
II.B.2	Le phénomène de diffusion	21
II.C	Les limites technologiques de la caméra d'Anger.....	22
II.C.1	La résolution en énergie du module de détection	22
II.C.2	L'efficacité du module de détection.....	23
II.C.3	La résolution spatiale intrinsèque du module de détection.....	23
II.C.4	Le taux de comptage du module de détection	23
II.C.5	La résolution spatiale de la caméra	23
II.C.6	L'efficacité de la caméra.....	24
III	Les besoins des futures gamma caméras	24

Pour introduire ce travail de thèse, nous rappelons le principe général de l'imagerie gamma, en présentant les radiotraceurs, la chaîne de détection et les types d'acquisition de la gamma caméra d'Anger. Ensuite, les limites physiologiques, physiques et technologiques de la caméra sont mises en évidence, afin de mieux identifier les besoins des futures gamma caméras.

I Présentation de la gamma caméra d'Anger

IA Les radiotraceurs utilisés pour l'imagerie gamma

Un radiotraceur est composé d'un traceur biologique et d'un marqueur radioactif. Le **traceur biologique** intervient dans le fonctionnement d'un organe ou d'une cellule, et assure un suivi biologique. Le **marqueur radioactif** est un radio-isotope, émettant des rayons gamma. Ce marqueur radioactif permet de connaître la distribution du traceur biologique dans les tissus et de suivre l'évolution de cette distribution dans le temps. Le radiotraceur permet ainsi une étude non invasive de processus biochimiques et physiologiques, de certaines pathologies cancéreuses ou non.

Le choix du radio-isotope se fonde sur ses propriétés physiques et sur ses propriétés chimiques :

- les trois principales caractéristiques physiques, que doit satisfaire un radio-isotope, reposent sur la nature de son rayonnement, l'énergie de son rayonnement émis, et sa période physique (ou demi-vie radioactive). Les radio-isotopes émetteurs de photons gamma sont privilégiés car ils permettent une détection à l'extérieur du patient tout en minimisant la dose d'irradiation reçue par le patient. L'énergie de ces photons gamma doit satisfaire un compromis entre une énergie suffisamment élevée pour limiter l'atténuation des photons dans le patient et une énergie suffisamment faible pour minimiser la dose d'irradiation au patient. Enfin, la période physique (temps au bout duquel la population du radio-isotope est réduite de moitié par désintégration) doit satisfaire un compromis entre une période suffisamment longue pour permettre de suivre le processus physiologique et une période suffisamment courte pour éviter une irradiation inutile du patient.

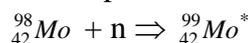
- les propriétés chimiques du radio-isotope doivent permettre son adjonction à un traceur, sans modifier les propriétés biologiques de ce traceur. Il doit également être lié au radiotraceur par une liaison forte, afin de ne pas être dissocié de celui-ci lors de sa distribution dans les tissus. De plus, la période biologique du radio-isotope (temps au bout duquel la population du radio-isotope est réduite de moitié par élimination de l'organisme) doit satisfaire le même compromis que pour la période physique.

Actuellement, le radio-isotope satisfaisant au mieux ces critères de sélection est le **technétium 99m** ($^{99m}_{43}\text{Tc}$). C'est la raison pour laquelle il est utilisé dans 90% des examens en médecine nucléaire. Il s'agit d'un radio-isotope émetteur de photons gamma, ces photons ont une énergie principale de 140 keV (avec un rapport d'embranchement de 91%, c'est-à-dire que la désexcitation du $^{99m}_{43}\text{Tc}$ se réalise par émission de photons de 140 keV dans 91% des

cas). Il possède une période physique de $T_{1/2} = 6$ heures. Cette courte période physique permet de limiter la dose délivrée au patient. Elle impose néanmoins une fabrication sur le site hospitalier au moyen d'un générateur, dit « vache à technétium ».

Le technétium 99m est issu de la désintégration du radioélément molybdène instable ($^{99}_{42}\text{Mo}$), qui possède une période physique plus longue ($T_{1/2} = 66$ heures) que le $^{99m}_{43}\text{Tc}$. Le molybdène instable est obtenu par bombardement neutronique du molybdène $^{98}_{42}\text{Mo}$ stable. Pour résumer, deux étapes sont discernables pour disposer du technétium 99m instable :

- la première étape consiste en un bombardement par flux neutronique du $^{98}_{42}\text{Mo}$ stable dans un réacteur. Cette étape se traduit par l'obtention de l'isotope $^{99}_{42}\text{Mo}^*$ instable :



- la seconde étape se résume en la désintégration électronique du $^{99}_{42}\text{Mo}^*$ instable, sur le site hospitalier (dans une « vache à technétium »). Cette étape se traduit par l'obtention de l'isotope $^{99m}_{43}\text{Tc}^*$ instable :



Ensuite, la désexcitation du $^{99m}_{43}\text{Tc}^*$ instable en $^{99}_{43}\text{Tc}$ se réalise par émission de rayons gamma, dont la principale raie est à l'énergie de 140 keV. Il est couramment utilisé par exemple pour la scintigraphie osseuse, cardiaque ou thyroïdienne. D'autres radio-isotopes sont aussi utilisés dans les services de médecine nucléaire. En particulier :

- l'iode 123 ($^{123}_{53}\text{I}$, 159 keV, $T_{1/2} = 13$ heures), utilisé par exemple pour la scintigraphie thyroïdienne ;

- le thallium 201 ($^{201}_{81}\text{Tl}$, 75 et 135 keV, $T_{1/2} = 73$ heures), utilisé par exemple pour la scintigraphie cardiaque ;

- l'indium 111 ($^{111}_{49}\text{In}$, 171 et 245 keV, $T_{1/2} = 67$ heures), utilisé par exemple pour la scintigraphie du sang (plaquettes sanguines).

I.B La chaîne de détection d'une gamma caméra d'Anger

Les gamma caméras (Figure I-1) utilisées aujourd'hui dans les services de médecine nucléaire sont basées sur le principe mis au point par H. Anger dans les années 1960 [Anger, et al., 1964]. Ces caméras sont constituées d'une ou plusieurs têtes de détection. Une tête de détection est composée d'un **collimateur** à trous parallèles, d'un cristal **scintillateur** NaI(Tl), d'un **guide** de lumière, d'un ensemble de tubes **photomultiplicateurs** (PMTs pour PhotoMultipliers Tubes en anglais) et d'une **électronique** spécifique. Les différents composants de cette tête de détection sont présentés sur la Figure I-2 et détaillés successivement dans les paragraphes suivants. La tête de détection est protégée par un blindage en plomb afin de minimiser le bruit de fond généré par des sources radioactives à l'extérieur du champ de vue de la caméra. Les dimensions classiques du champ de vue utile d'une tête de détection sont de 40 x 50 cm².



Figure I-1 : Exemple de gamma caméra d'Anger à deux têtes de détection (DST-XLi).

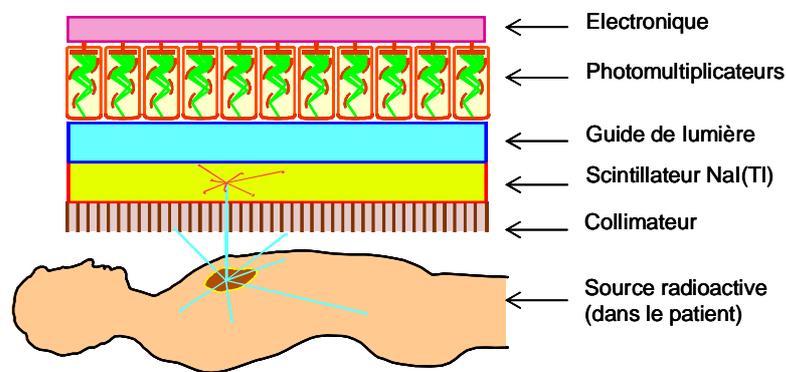


Figure I-2 : La composition d'une tête de détection de gamma caméra d'Anger.

I.B.1 Le collimateur à trous parallèles

Le collimateur a pour rôle de sélectionner spatialement les photons, avant qu'ils n'atteignent le détecteur. En effet, les radio-isotopes utilisés en imagerie gamma sont des sources isotropes, c'est-à-dire qu'elles émettent des rayons gamma de manière uniforme dans toutes les directions (sur 4π stéradians). Le collimateur permet de sélectionner les photons de certaines directions afin de préciser la localisation des sources. Les collimateurs sont présentés plus en détail dans le chapitre II, avec notamment une description des collimateurs classiquement utilisés en médecine nucléaire. Notons simplement ici que, le plus souvent, les caméras d'Anger sont constituées d'un collimateur à trous parallèles hexagonaux en plomb (Figure I-3). Il s'agit d'un collimateur dont les trous sont de forme hexagonale, parallèles entre eux et orientés orthogonalement à la surface de détection. Le collimateur le plus utilisé porte le nom de LEHR (pour Low Energy High Resolution).

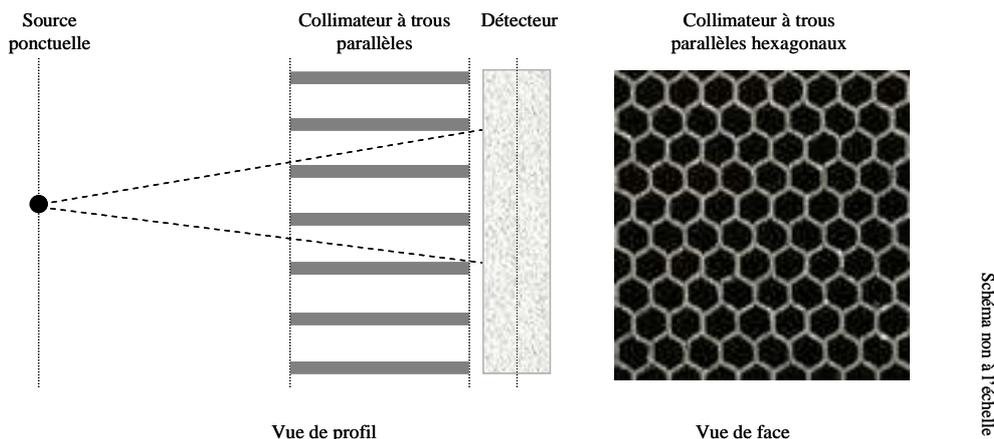


Figure I-3 : Collimateur à trous parallèles hexagonaux (vue de profil et vue de face).

I.B.2 Le scintillateur NaI(Tl)

Les gamma caméras sont équipées d'un cristal monobloc de scintillant d'iodure de sodium dopé au thallium : NaI(Tl). Ce scintillateur est un scintillateur inorganique. Il convertit les photons gamma en photons lumineux. Il a l'avantage de présenter une bonne efficacité de conversion entre l'énergie déposée par les photons gamma et l'énergie lumineuse émise. Ce processus de conversion est le suivant : lorsqu'un photon interagit dans le scintillateur (par effet photoélectrique ou par diffusion Compton [voir Annexe I]), il cède de l'énergie à des électrons. Ces électrons vont ensuite ioniser et exciter les atomes et les molécules du milieu. Le retour vers l'état fondamental (c'est-à-dire un état ni ionisé ni excité) s'accompagne d'une émission lumineuse isotrope. On parle alors de luminescence caractéristique du milieu. L'intensité de cette émission lumineuse est proportionnelle à la quantité d'énergie cédée par les photons ayant interagi.

Bien qu'hygroscopique et nécessitant une encapsulation hermétique, le scintillateur NaI(Tl) fait partie des scintillateurs inorganiques les plus utilisés pour la détection des rayons gamma en médecine nucléaire. Il représente, à ce jour, la meilleure solution technique et économique pour les constructeurs de gamma caméra à base de scintillateur. Dans le Tableau I-1, les propriétés du scintillateur NaI(Tl) sont comparées aux scintillateurs CsI(Tl) et CsI(Na), principaux concurrents du NaI(Tl).

Scintillateur	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI(Na)
Indice de réfraction	1,85	1,79	1,79
Z effectif	51	54	54
Masse volumique (g/cm ³)	3,67	4,51	4,51
Coefficient d'atténuation (cm ⁻¹) à 140 keV	2,45	3,61	3,61
Constante de décroissance (ns)	230	1000	650
Luminosité relative au NaI(Tl)	100	132	75
Longueur d'onde d'émission (nm)	410	530	420
Hygroscopique	oui	non	non

Tableau I-1 : Propriétés des principaux scintillateurs pour l'imagerie gamma [Levin, et al., 2003].

Les scintillateurs NaI(Tl), CsI(Tl) et CsI(Na) possèdent un numéro atomique, une masse volumique et un coefficient d'atténuation suffisants pour leur permettre de détecter les rayons gamma aux énergies considérées en médecine nucléaire.

Cependant, le scintillateur NaI(Tl) présente le meilleur compromis comparé aux scintillateurs CsI(Tl) et CsI(Na) (Tableau I-2) :

- il possède une bonne efficacité de conversion entre l'énergie déposée et l'énergie lumineuse (traduit par le terme de luminosité, le NaI(Tl) sert de référence) ;
- il est transparent à sa propre lumière, et sa réponse spectrale (de longueur d'onde d'émission de 410 nm) est parfaitement adaptée pour une conversion électrique de la photocathode bi-alkaline du tube photomultiplicateur (PMT), dont la fonction est détaillée ci-dessous.

Enfin, la maîtrise de fabrication du scintillateur NaI(Tl) permet de réaliser des cristaux de grandes dimensions et sans défaut d'homogénéité du réseau cristallin.

Scintillateur	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI(Na)
Rapidité (constante de décroissance)	+++	+	++
Efficacité de conversion (luminosité relative)	++	+++	+
Adapté à la photocathode des PMTs (longueur d'onde d'émission)	+++	-	+++
Non encapsulation (non hygroscopie)	-	+	+

Tableau I-2 : Comparaison qualitative des principaux scintillateurs pour l'imagerie gamma.

I.B.3 Le guide de lumière

Le guide de lumière assure un couplage optique entre le cristal scintillant et les tubes photomultiplicateurs. Le matériau le constituant possède un indice de réfraction (N) proche de celui du scintillateur, telle que le verre (N = 1,5). L'adaptation d'indice de réfraction entre le cristal NaI(Tl) (indice élevé N = 1,85) et le vide des photomultiplicateurs (N = 1) permet d'éviter la transition trop brutale entre ces deux milieux, et donc d'éviter la réflexion totale des rayons lorsqu'ils sont inclinés par rapport aux interfaces. De plus, ce guide de lumière permet un éloignement des photomultiplicateurs par rapport au cristal et ainsi de disposer d'un plus grand nombre de photomultiplicateurs, donc d'une meilleure résolution spatiale.

I.B.4 Les tubes photomultiplicateurs

Un tube photomultiplicateur (PMT) permet la conversion du signal lumineux de la scintillation en un signal électrique exploitable par les circuits électroniques. Pour cela, un PMT est constitué d'une photocathode bi-alkaline et d'un ensemble de dynodes (Figure I-4). La photocathode assure la conversion d'un photon lumineux en électrons. Cependant le nombre d'électrons produits en sortie de la photocathode (traduit par le terme de rendement quantique) reste faible, de l'ordre de 25%. C'est la raison pour laquelle un ensemble de dynodes est disposé en cascade dans le PMT. Ces dynodes permettent de réaliser un processus de multiplication de charge, et ainsi d'amplifier le nombre d'électrons. Cette amplification est le gain du PMT, il dépend du nombre de dynodes et de la haute tension appliquée aux bornes du PMT. Classiquement, ce gain est d'environ 10^6 . En sortie d'un PMT, l'intensité des impulsions électriques est proportionnelle à l'énergie cédée par les photons gamma dans le scintillateur.

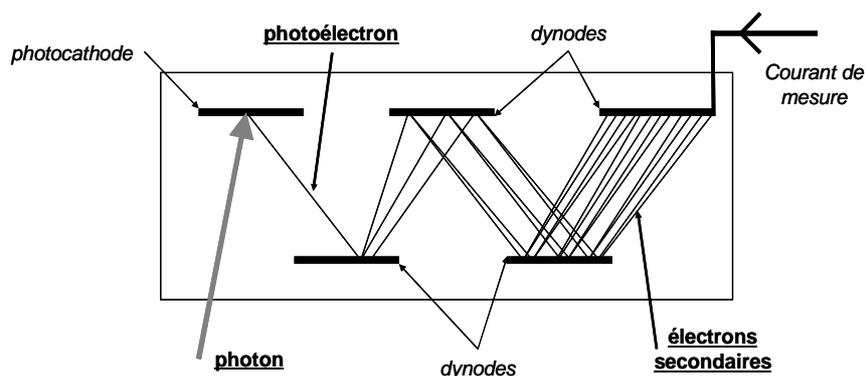


Figure I-4 : Schéma d'un tube photomultiplicateur.

I.B.5 Le circuit électronique analogique

Le circuit électronique analogique permet de déterminer la localisation du point d'interaction du photon dans le cristal et la valeur de l'énergie du photon. Pour cela, le circuit analogique est constitué d'un réseau de quatre résistances par PMT. L'étude des signaux électriques aux bornes de chaque résistance de tous les PMTs permet de calculer par pondération barycentrique la localisation du point d'interaction et l'énergie du photon. Les signaux des résistances fournissent le positionnement selon l'axe des X (X^+ et X^-) et le positionnement selon l'axe des Y (Y^+ et Y^-) mais également l'énergie du photon E (correspondant à la somme des signaux de tous les PMTs). Cette énergie est égale à [Mahmoud, et al., 2004] :

$$E = X^+ + X^- + Y^+ + Y^- \quad \text{Équation I-1}$$

le point d'interaction (X, Y) sera donné par :

$$X = X^+ - X^- \quad \text{et} \quad Y = Y^+ - Y^- \quad \text{Équation I-2}$$

Afin que les coordonnées de l'interaction X et Y soient indépendantes de l'énergie d'émission du radio-isotope utilisé, les valeurs brutes des coordonnées X et Y sont normalisées par rapport à l'énergie totale de l'évènement traité :

$$X = \frac{X^+ - X^-}{X^+ + X^-} \quad \text{et} \quad Y = \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} \quad \text{Équation I-3}$$

On dispose ainsi pour chaque interaction d'un photon de trois informations : les coordonnées de sa position d'interaction X et Y et son énergie E. Ainsi lors d'une acquisition, toutes les interactions sont répertoriées selon leur position X ($\pm \Delta X$) et Y ($\pm \Delta Y$) et leur énergie E ($\pm \Delta E$). L'image scintigraphique correspond alors à la visualisation du nombre d'interactions en chaque position et dont l'énergie est comprise dans une fenêtre en énergie, par exemple entre deux énergies : $E_0 - \Delta E_0$ et $E_0 + \Delta E_0$, où E_0 est l'énergie du photon du radio-isotope d'étude (typiquement, 140 keV du ^{99m}Tc) et ΔE_0 est la largeur à mi-hauteur de la réponse en énergie pour l'énergie E_0 (ce point est détaillé dans le paragraphe II.C.1).

I.B.6 Les processeurs

Les processeurs assurent l'acquisition des données, l'affichage et le stockage des images. Ils permettent également de réaliser des corrections en ligne et un traitement des données. Les corrections en ligne sont destinées à réduire les imperfections de la gamma caméra. Elles incluent un ajustement automatique du gain des PMTs (vérification de l'étalonnage et de la stabilité dans le temps et l'espace), une correction en énergie, une correction de linéarité (suppression des distorsions spatiales par correction des coordonnées X et Y en temps réel) et une correction d'efficacité (uniformisation par correction des valeurs de chaque pixel image). Le traitement des données consiste à traiter les informations afin d'obtenir une image exploitable. Il inclut par exemple les techniques de lissage ou de filtrage des images, et les techniques de reconstruction d'image.

I.C Les modes et les types d'acquisition d'une gamma caméra d'Anger

La gamma caméra d'Anger peut fonctionner selon deux modes: un mode **statique** et un mode **dynamique**.

- Le mode **statique** est un mode où l'information temporelle n'est pas exploitée. L'information utilisée est celle comptabilisée pendant la durée totale de l'acquisition.

- Le mode **dynamique** est un mode où l'information temporelle est exploitée. L'information utilisée est liée au temps, c'est-à-dire que les données acquises sont traitées selon des courbes « activité-temps ». Ce mode dynamique permet de connaître le fonctionnement d'organes tels que les reins (imagerie rénale dynamique) ou le cœur (imagerie cardiaque dynamique). Pour ce dernier exemple, les courbes « activité-temps » peuvent être obtenues par une synchronisation entre un électrocardiogramme et la gamma caméra afin de positionner les images dans le cycle cardiaque.

Ces deux modes (statique et dynamique) sont utilisés aussi bien en acquisition **planaire** (acquisition à un seul angle de vue) qu'en acquisition **tomographique** (acquisition en plusieurs angles de vue).

- Lors d'une acquisition **planaire**, la tête de détection de la gamma caméra reste fixe durant toute l'acquisition. Cette acquisition ne permet d'explorer qu'une partie du corps correspondant au champ de vue de la gamma caméra. Ce type d'acquisition permet au médecin d'avoir une image 2D directement interprétable, correspondant à une projection 2D d'un volume 3D (le patient). Aucune information sur la localisation en profondeur des sources radioactives distribuées dans le patient n'est alors disponible.

- Lors d'une acquisition **tomographique**, la tête de détection de la gamma caméra tourne autour du patient. La tête de détection réalise alors des acquisitions à différentes valeurs d'angles de vue discrètes. Typiquement, une acquisition tomographique comporte 64 ou 128 angles de vue couvrant 360° autour du patient. Ce type d'acquisition nécessite des techniques de reconstruction d'images afin que le médecin dispose d'images interprétables, sous forme de coupes (2D) d'un volume (3D). La localisation en profondeur des sources radioactives distribuées dans le patient est alors connue.

L'acquisition tomographique est communément appelée SPECT, pour Single Photon Emission Computed Tomography en anglais.

I.D Exemples d'examens scintigraphiques

Différentes spécialités médicales font appels aux examens scintigraphiques, afin de mettre en évidence certaines pathologies. Par exemple,

- la scintigraphie est utilisée en **cardiologie** (étude du cœur). Elle permet alors d'étudier le fonctionnement de ce muscle (sa façon de se contracter) et de mettre en évidence d'éventuelles zones ischémiques pendant un effort ou les zones nécrosées (dans le cas de l'infarctus).

- la scintigraphie est utilisée en **neurologie** (étude du cerveau). Elle permet par exemple l'étude de certaines maladies dégénératives (comme la maladie d'Alzheimer), épileptiques, ou infectieuses.

- la scintigraphie est utilisée en **endocrinologie**. Elle permet notamment l'étude de la thyroïde et des parathyroïdes. Par exemple, elle est demandée si l'on suspecte une hyperthyroïde, voire éventuellement un hypofonctionnement ou une augmentation de volume de la thyroïde (goître) ou encore pour le contrôle d'une opération chirurgicale.

- la scintigraphie est utilisée en **oncologie**. Elle permet, par exemple, de mettre en évidence des tumeurs ou métastases au niveau des os (Figure I-5), ou de repérer les ganglions sentinelles lors d'un cancer du sein.

Ces exemples d'examens scintigraphiques, sont présentés dans le Tableau I-3, en précisant notamment les isotopes utilisés, le type d'acquisition et le temps de l'acquisition.

Isotope	^{99m} Tc				²⁰¹ Tl	¹²³ I	¹¹¹ In
	Energie (keV)	140				75 et 135	159
Période	6 heures				73 heures	13 heures	67 heures
Radio-traceur	^{99m} Tc-HMDP ^{99m} Tc-HDP	^{99m} Tc-HMPAO	^{99m} Tc-nanocolloïde	^{99m} Tc-MIBI	²⁰¹ Tl sous forme ionisée	¹²³ I sous forme ionisée	¹¹¹ In-octreotide
Application	Imagerie des os	Imagerie du cerveau	Imagerie des ganglions sentinelles	Imagerie du myocarde	Imagerie du myocarde	Imagerie de la thyroïde	Imagerie des récepteurs de la somatostatine*
Activité injectée** (MBq)	300-700	350-500	-	250 (repos) 700 (effort)	110	10-15	110-220
Type d'acquisition	Planaire / Tomographique	Tomographique	Planaire / Tomographique	Tomographique	Tomographique	Planaire / Tomographique	Tomographique
Nombre de projection	1	64 ou 128	1	60	60	1	60
Temps par projection	10 min	30 ou 15 s	10 min	30 s	30 s	10 min	30 s
Temps de l'acquisition	10 min	32 min	10 min	30 min	30 min	10 min	30 min

Tableau I-3 : Exemples d'examens scintigraphiques réalisés dans les services de médecine nucléaire.

* la somatostatine est une hormone, qui permet entre autre d'inhiber la sécrétion d'hormone de croissance.

** activité préconisée par les autorisations de mise sur le marché (AMM). (internet@I-1)



Figure I-5 : Exemple d'image d'une scintigraphie osseuse, face postérieure (à gauche) et face antérieure (à droite).

II Les limites de l'imagerie gamma

Les gamma caméras sont limitées en performances, sur la qualité des images, c'est-à-dire qu'elles ne permettent pas de diagnostiquer correctement certaines pathologies. Cette limitation a trois raisons principales : une origine **physiologique** (liée à la distribution des radiotraceurs dans le patient et à la morphologie du patient), une origine **physique** (liée aux propriétés d'interaction des photons avec la matière) et une origine **technologique** (liée aux composants des gamma caméras d'Anger).

II.A Les limites physiologiques

Les limites physiologiques sont liées à la distribution des radiotraceurs dans le patient et à la morphologie du patient. En effet, les radiotraceurs peuvent se fixer sur d'autres organes que celui ou ceux recherchés spécifiquement par le traceur. Cela crée alors une activité de fond dans le corps du patient. Par conséquent, le contraste des images (différence d'activité mesurée entre la région d'intérêt et le fond) est dégradé. De plus, la qualité des images est détériorée à cause des mouvements du patient, qu'ils soient inhérents (battements cardiaques, respiration...) ou fortuits (mouvement du patient pendant la durée de l'examen). Cela entraîne un flou sur l'image et crée des artefacts sur les images reconstruites. Enfin, la qualité des images est dépendante de la taille et de la morphologie même du patient. En effet, plus le corps d'un patient est imposant, plus la proportion de photons atténués et de photons diffusés dans les tissus est grande. La statistique de comptage de la gamma caméra est de ce fait plus faible, augmentant le bruit sur l'image : l'image est donc de moindre qualité.

II.B Les limites physiques

Les limites physiques sont liées aux interactions des photons dans le corps du patient. Les deux principales interactions des photons avec la matière, aux énergies des principaux

radionucléides utilisés sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton [voir Annexe I]. Suite à ces interactions, deux phénomènes affectent la quantification de l'activité dans la zone d'intérêt : le phénomène d'atténuation et le phénomène de diffusion des photons par les tissus du patient et par le collimateur traversés avant d'atteindre le détecteur.

II.B.1 Le phénomène d'atténuation

Le phénomène d'atténuation se traduit par une diminution du nombre de photons lorsque ceux-ci traversent de la matière. Cette perte de photons se réalise soit par absorption photoélectrique soit par diffusion Compton. Cette atténuation suit une loi exponentielle fonction de l'épaisseur de tissus traversée par les photons. Le nombre de photons I transmis après traversée d'un milieu d'atténuation inhomogène d'épaisseur totale L est donné par la loi d'atténuation de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \times \exp\left(-\int_0^L \mu(x).dx\right) \quad \text{Équation I-4}$$

avec I_0 le nombre de photons initiaux et $\mu(x)$ le coefficient d'atténuation linéique total (en cm^{-1}) du milieu considéré et à l'énergie considérée. Ce coefficient d'atténuation linéique total représente la probabilité d'interaction (toute confondue : photoélectrique, diffusion Compton...) d'un photon par unité de longueur. Il satisfait l'Équation I-5. Le paramètre μ/ρ est appelé coefficient d'atténuation massique total (en cm^2/g) du milieu considéré et à l'énergie considérée.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \times \sigma \quad \text{Équation I-5}$$

avec ρ est la masse volumique du milieu traversé (en g.cm^{-3}), N_A le nombre d'Avogadro ($N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), A la masse atomique du milieu (en g.mol^{-1}), et σ la section efficace totale du milieu (en cm^2).

La conséquence de l'atténuation des photons dans la matière se traduit par une sous-estimation de l'activité des structures profondes. Une correction de cette atténuation est possible [Faber, et al., 1984] [Zaïdi et Hasegawa, 2006]. Pour cela, il faut connaître l'épaisseur et la nature atténuante des tissus traversés, autrement dit, il faut disposer d'une carte d'atténuation des tissus. Cette carte d'atténuation des tissus peut être obtenue par exemple avec un scanner à rayons X (CT, pour Computed Tomography en anglais). C'est une des raisons pour laquelle certaines machines couplent directement l'imagerie gamma à l'imagerie X. Il s'agit de systèmes hybrides SPECT-CT.

II.B.2 Le phénomène de diffusion

La diffusion par effet Compton est le phénomène au cours duquel un photon gamma est dévié de sa trajectoire en passant à proximité d'un électron, et perd une partie de son énergie. Ce phénomène de diffusion est prédominant dans les tissus mous donc dans l'organisme, pour les énergies comprises entre 40 keV et 10 MeV. Il n'est donc pas négligeable pour l'imagerie gamma. Le problème de la diffusion est que la différence énergétique entre des photons n'ayant pas interagi et des photons ayant subi une diffusion Compton à petit angle dans les tissus est faible. Or la gamma caméra n'est pas capable de différencier ces photons, car elle possède une mauvaise résolution en énergie (autour de 10% à 140 keV), donc une fenêtre

énergétique d'acceptation élevée. Par conséquent, les photons diffusés à petit angle sont comptabilisés dans la fenêtre énergétique. Ces photons rendent l'image floue. La proportion de photons diffusés dans la fenêtre énergétique est estimée à 30% à 140 keV [Floyd, et al., 1984]. Cependant, il existe plusieurs méthodes de correction de la diffusion [Buvat, et al., 1998] [Zaïdi et Koral, 2006]. Une solution simpliste consiste à acquérir simultanément des images à plusieurs énergies. Le diffusé présent dans la fenêtre énergétique est alors estimé par des algorithmes plus ou moins complexes. Il est ensuite soustrait à l'image totale pour obtenir une image avec moins de diffusé. Une autre solution est de modéliser la contribution du rayonnement diffusé pendant la reconstruction tomographique. Cependant il n'existe pas à l'heure actuelle de solution parfaite de correction du diffusé.

II.C Les limites technologiques de la caméra d'Anger

Les limites technologiques sont liées aux composants des gamma caméras d'Anger, et plus particulièrement au module de détection (scintillateur NaI(Tl) et PMTs) et au collimateur. Ces limites sont traduites par les paramètres du module de détection (**résolution en énergie, efficacité, résolution spatiale intrinsèque, taux de comptage**), et de la gamma caméra (**résolution spatiale et efficacité**).

II.C.1 La résolution en énergie du module de détection

La résolution en énergie est la précision avec laquelle la gamma caméra est capable de déterminer l'énergie d'un photon. L'imprécision de la mesure de l'énergie d'un photon résulte des fluctuations statistiques sur le nombre de photons lumineux émis par la scintillation, du rendement quantique des photocathodes et du gain des PMTs ainsi que de l'électronique associée.

La résolution en énergie R_e est mesurée comme la largeur à mi-hauteur ΔE_0 de la réponse en énergie de la gamma caméra pour l'énergie E_0 du photon du radio-isotope utilisé. Il s'exprime en pourcentage :

$$R_e (\%) = \frac{\Delta E_0}{E_0} \cdot 100 \quad \text{Équation I-6}$$

La résolution en énergie d'une gamma caméra d'Anger classique est de l'ordre de 10% à 140 keV. Sur les caméras les plus récentes, cette résolution en énergie est inférieure à 10%, mais elle atteint aujourd'hui la valeur limite de la physique de détection associée au gamma caméra à base de scintillateur NaI(Tl) [Mestais, et al., 1994]. La fenêtre énergétique peut être définie comme étant égale à deux fois la résolution en énergie soit de l'ordre de 20% à 140 keV. La conséquence de cette résolution en énergie élevée se traduit en terme de contraste sur l'image : il est de l'ordre de 77% (avec une définition du contraste prise selon Équation I-7) [Verger, et al., 2004].

$$\text{Contraste} (\%) = \frac{A_{\text{fond}} - A_{\text{insert froid}}}{A_{\text{fond}} + A_{\text{insert froid}}} \cdot 100 \quad \text{Équation I-7}$$

avec A_{fond} et $A_{\text{insert froid}}$ l'activité de fond et dans un insert froid.

II.C.2 L'efficacité du module de détection

Dans le cas des caméras d'Anger, l'efficacité du module de détection est équivalente au pouvoir d'arrêt du détecteur NaI(Tl), et cela grâce au bon rendement quantique des PMTs. Elle est donc évaluée par la capacité du NaI(Tl) à pouvoir arrêter les photons gamma. Les détecteurs NaI(Tl) présentant un coefficient d'atténuation à 140 keV de $\mu = 2,45 \text{ cm}^{-1}$, l'efficacité de détection est de l'ordre de 90% pour une épaisseur classique de NaI(Tl) de 9,525 mm. Cette efficacité pourrait être améliorée en augmentant l'épaisseur de matériau, mais au détriment de la résolution spatiale intrinsèque du module de détection.

II.C.3 La résolution spatiale intrinsèque du module de détection

La résolution spatiale intrinsèque correspond à la précision sur la localisation d'une interaction d'un photon dans le détecteur selon les axes X et Y. Elle est liée aux caractéristiques du module de détection, surtout du détecteur scintillateur, et d'une façon moindre au guide de lumière, aux PMTs et à l'électronique associée. En effet, le scintillateur émet des photons lumineux de manière isotrope suite à une interaction, et la propagation de la lumière dans le scintillateur jusqu'aux PMTs s'élargit. La localisation de l'interaction devient donc imprécise, d'autant plus que le détecteur est épais. On voit alors le compromis pour déterminer le dimensionnement du détecteur : l'épaisseur doit être optimale pour avoir une bonne l'efficacité de détection et une résolution spatiale intrinsèque convenable.

La résolution spatiale intrinsèque est mesurée comme la largeur à mi-hauteur de la réponse spatiale à une source ponctuelle, placée au plus près du détecteur de la gamma caméra, dépourvue de son collimateur. Elle est de l'ordre de 3 mm pour un détecteur NaI(Tl) d'épaisseur 9,525 mm et à l'énergie 140 keV.

II.C.4 Le taux de comptage du module de détection

Le taux de comptage d'une caméra d'Anger est évalué à 300 000 coups par seconde sur toute la tête de détection. D'une part, ce taux de comptage est limité par les propriétés intrinsèques du scintillateur NaI(Tl), et plus particulièrement par sa constante de temps, qui est de l'ordre de 230 ns. D'autre part, ce taux de comptage est limité par le traitement électronique des informations (par le circuit électronique analogique). En effet, une interaction d'un photon avec le scintillateur est traitée par tous les PMTs. Ce fonctionnement introduit un temps mort, c'est-à-dire un temps pendant lequel la caméra est en train de traiter un évènement et est indisponible pour en traiter un second. La caméra d'Anger n'est donc pas une imagerie rapide et est inutilisable sous fort flux photonique.

II.C.5 La résolution spatiale de la caméra

La résolution spatiale de la caméra correspond à la plus petite distance entre deux sources ponctuelles pour que celles-ci soient discernables sur l'image planaire de la gamma caméra. Elle résulte de la contribution de la résolution spatiale intrinsèque et de la résolution spatiale géométrique du collimateur. Elle est mesurée comme la largeur à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum en anglais) de la fonction de dispersion ponctuelle (PSF, Point Spread Function en anglais) (image planaire d'une source ponctuelle). Elle est de l'ordre de 10 mm, pour une source ponctuelle de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ placée à 10 cm de la face d'entrée du collimateur de type LEHR. Avec cette faible valeur de résolution spatiale, la gamma caméra

réalise des images de précision limitée. Cela peut rendre difficile l'interprétation diagnostique des images.

II.C.6 L'efficacité de la caméra

L'efficacité de la caméra est définie par le rapport entre le nombre de photons comptabilisés dans la fenêtre énergétique et le nombre de photons émis par la source sur 4π stéradians. Elle résulte de la contribution de l'efficacité géométrique et de l'efficacité de détection. L'efficacité géométrique est liée à la géométrie du collimateur. En effet, le collimateur assure une forte sélection spatiale des photons, en absorbant la majorité d'entre eux. Avec le collimateur classique LEHR, l'efficacité géométrique est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-4}$, c'est-à-dire que sur 15 000 photons un seul parvient au scintillateur. L'efficacité de détection est liée à l'épaisseur du détecteur. Pour le scintillateur NaI(Tl) de 9,525 mm d'épaisseur, elle est de l'ordre de 90%. Ainsi l'efficacité de la caméra est de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{-4}$. Approximativement, la proportion de photons dans la fenêtre en énergie peut être évaluée par le rapport entre le coefficient d'atténuation photoélectrique et le coefficient d'atténuation total du NaI(Tl) à 140 keV soit environ 83,8%. L'efficacité photoélectrique de la caméra est alors de l'ordre $1,0 \cdot 10^{-4}$, c'est-à-dire que sur 10 000 photons émis un seul photon sera comptabilisé. Cette faible efficacité de la gamma caméra oblige un temps d'acquisition long pour avoir des images de statistique suffisante (nombre de coups), en moyenne 30 minutes. Le nombre de patients suivi par jour est par conséquent restreint (en moyenne 15 patients / jour).

III Les besoins des futures gamma caméras

Les têtes de détection des gamma caméras d'Anger sont composées d'un collimateur et d'un module de détection, comprenant un scintillateur NaI(Tl), un guide de lumière, des tubes photomultiplicateurs et une électronique spécifique. Ces têtes de détection présentent l'avantage de fonctionner à température ambiante et de disposer :

- d'une grande surface de détection ($40 \times 50 \text{ cm}^2$) ;
- d'un bon pouvoir d'arrêt des photons (90% des photons de 140 keV) ;
- d'un collimateur statique (fixé au module de détection).

Mais ces caméras présentent de nombreux désavantages, limitant la qualité des images scintigraphiques. Elles sont restreintes par :

- un encombrement important de la tête de détection, de part tous les composants la constituant ;
- un taux de comptage faible (de l'ordre de 300 000 coups par seconde sur toute la tête de détection) ;
- une mauvaise résolution en énergie (de l'ordre de 10% à 140 keV) ;
- une mauvaise résolution spatiale intrinsèque (de l'ordre de 3 mm à 140 keV) ;
- une mauvaise résolution spatiale de la caméra (de l'ordre de 10 mm pour une source de 140 keV placée à 100 mm) ;
- une mauvaise efficacité de la caméra (de l'ordre de $1,0 \cdot 10^{-4}$).

Pour disposer d'une meilleure qualité des images, l'objectif est d'améliorer les performances des gamma caméras. Pour cela, les futures gamma caméras devront être constituées d'un nouveau module de détection et d'une nouvelle géométrie de collimateur. Ces caméras devront offrir :

- une meilleure résolution en énergie, afin d'améliorer le contraste des images ;

- un pouvoir d'arrêt du détecteur au moins équivalent au détecteur NaI(Tl) ($\geq 85\%$ à 140 keV) pour ne pas perdre en efficacité de détection des photons gamma ;
- un fort taux de comptage, pour assurer un traitement de toutes les interactions dans le détecteur et rapidement ;
- un fonctionnement à température ambiante (pour la simplicité d'utilisation en routine clinique) ;
- une grande surface de détection, afin de ne pas être limité par la taille du champ de vue de la caméra lors d'un examen ;
- une résolution spatiale intrinsèque au moins équivalente au détecteur NaI(Tl) (≤ 3 mm à 140keV) ;
- une meilleure résolution spatiale de la caméra, afin de préciser les localisations des fixations radioactives et d'améliorer la détectabilité de certaines pathologies ;
- une meilleure efficacité de la caméra, afin de diminuer les temps d'examen et/ou diminuer la dose délivrée au patient.

CHAPITRE II

L'état de l'art des détecteurs CdTe/CdZnTe et des collimateurs des gamma caméras

I	Présentation des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe	28
I.A	Présentation de l'interaction d'un rayonnement gamma dans un semi-conducteur	28
I.B	Les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe.....	29
I.B.1	Sélection d'un semi-conducteur	29
I.B.2	Le matériau.....	31
a)	La croissance	31
b)	Les défauts du matériau et les conséquences.....	32
I.B.3	Etude des contacts électriques	32
a)	Les détecteurs planaires	33
b)	Les détecteurs monolithiques pixellisés	33
II	Présentation des systèmes de collimation dans une gamma caméra.....	35
II.A	Le rôle d'un collimateur.....	35
II.A.1	Les matériaux	35
II.A.2	Les modes de fabrication.....	36
II.B	Le collimateur monotrou.....	37
II.C	Les collimateurs multitrous.....	39
II.C.1	Le collimateur multi pinhole	39
II.C.2	Le collimateur à trous parallèles.....	43
II.C.3	Le collimateur convergent.....	45
a)	Le collimateur en éventail	45
b)	Le collimateur conique.....	46
II.D	Présentation des formules analytiques de la résolution spatiale et de l'efficacité pour le collimateur à trous parallèles.....	47
II.D.1	La résolution spatiale du système.....	47
II.D.2	L'efficacité du système	48
III	Synthèse.....	50

La **première partie** de ce chapitre présente les **semi-conducteurs**, en rappelant succinctement leur principe de fonctionnement. Une comparaison des semi-conducteurs utilisés en imagerie gamma est ensuite exposée, en présentant leurs caractéristiques physiques. Les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe sont de bons candidats pour ces applications. Ils sont alors présentés plus en détail, en distinguant les détecteurs planaires et les détecteurs monolithiques pixellisés. En revanche, les performances de ces détecteurs ne sont pas présentées ici, mais le seront dans le chapitre IV.

La **deuxième partie** de ce chapitre expose le rôle du **collimateur** dans une gamma caméra, en présentant les matériaux utilisés et les modes de fabrication possibles. Ensuite, les collimateurs les plus courants sont décrits, tels que les collimations pinhole, multi-pinhole, à trous parallèles et convergents. Ils sont, pour la plupart, utilisés en routine clinique (sauf le collimateur multi-pinhole, dédié exclusivement aujourd'hui à l'imagerie du petit animal). Nous allons donc décrire leur géométrie, en mettant en évidence leurs caractéristiques ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients. Ces collimateurs sont associés au module de détection classique, à base de scintillateur NaI(Tl). L'intérêt de leur association aux détecteurs semi-conducteurs CdTe ou CdZnTe fera l'objet d'une réflexion dans le chapitre IV.

I Présentation des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe

I.A Présentation de l'interaction d'un rayonnement gamma dans un semi-conducteur

Les systèmes de détection à base de semi-conducteur sont constitués d'un détecteur semi-conducteur et d'une électronique adaptée. Le fonctionnement d'un tel système repose sur le principe de la conversion directe des photons gamma en paires électron-trou (Figure II-6). En effet, lorsqu'un photon interagit avec le semi-conducteur, il y dépose de l'énergie suite à une interaction par effet photoélectrique ou effet Compton (principales interactions aux énergies considérées en médecine nucléaire) [voir Annexe I]. Les paires électron-trou (porteurs libres) sont créés en nombre proportionnel au dépôt d'énergie. Soumis au champ électrique établi dans le semi-conducteur entre les deux électrodes (anode et cathode), ces porteurs libres migrent dans le semi-conducteur induisant aux électrodes un signal de variation de charge analysable. La charge induite finale sur chaque électrode est proportionnelle au nombre de porteurs de charge, donc à l'énergie du photon incident.

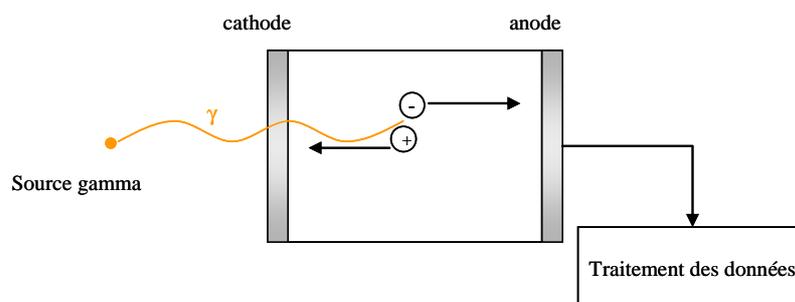


Figure II-6 : Détection directe d'un photon gamma par un semi-conducteur.

I.B Les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe

La sélection du module de détection à base de semi-conducteur se réalise suivant différents critères spécifiques à l'imagerie gamma, énoncé à la fin du chapitre I.

I.B.1 Sélection d'un semi-conducteur

Pour satisfaire ces critères de sélection, le semi-conducteur doit disposer d'un certain nombre de paramètres physiques :

- la **masse volumique** (ρ) et le **numéro atomique** (Z) du matériau doivent être élevés pour avoir un bon pouvoir d'arrêt des photons ;
- l'**énergie de création de paires** électron-trou doit être la plus faible possible, pour que le signal mesuré soit le plus fort possible, ce qui signifie que la largeur de la bande interdite du semi-conducteur doit être petite ;
- le **bruit** dû aux fluctuations du courant d'obscurité doit être faible, ce qui signifie que la résistivité du semi-conducteur doit être élevée. La résistivité ζ du matériau est liée à la mobilité des porteurs, à la largeur de la bande interdite et à la température. Pour que le semi-conducteur puisse être utilisé à température ambiante, sa largeur de la bande interdite doit être importante. Nous voyons ici qu'il faut trouver un compromis concernant la largeur de la bande interdite. Elle doit être de plus exempte de défauts ou d'impuretés ;
- les paramètres qui influent sur la collecte des charges sont la **durée de vie** (τ) des porteurs et leur **mobilité** (μ). Plus les charges sont mobiles et plus leur durée de vie est longue, meilleure est la collecte. On recherche donc un produit $\mu\tau$ maximal ;
- la collecte des charges, comme le bruit dû au courant d'obscurité, dépendent directement du **champ électrique** E appliqué. Le champ électrique est choisi de manière à ce que le libre parcours moyen des charges $\mu\tau E$ soit grand devant l'épaisseur du détecteur. Seulement le courant d'obscurité est proportionnel au champ électrique et inversement proportionnel à la résistivité. C'est pourquoi, pour collecter les charges avec un bruit faible, le produit $\zeta\mu\tau$ doit être le plus grand possible ;
- la croissance du matériau doit être suffisamment maîtrisée pour avoir accès à des détecteurs de volume suffisant, avec une **bonne qualité cristalline**, et à des bons rendements (coûts raisonnables).

Les semi-conducteurs les plus couramment utilisés pour la détection des rayonnements indirectement ionisants sont le germanium (Ge), le silicium (Si), la famille du tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe), ou encore l'iodure de mercure HgI_2 . Les principales caractéristiques de ces matériaux à température ambiante sont rappelées dans le Tableau II-4. Et le Tableau II-5 permet de réaliser une comparaison qualitative des différents semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma.

semi-conducteur	Z	ρ (g.cm ⁻³)	absorp -tion (cm ⁻¹)	résistivité ζ (Ohm.cm)	bande interdite (eV)	E création de paire (eV)	mobilité		durée de vie	
							électron (cm ² /V.s)	trou (cm ² /V.s)	électron (μ s)	trou (μ s)
Si	14	2,33	0,35	10 ⁶	1,16	3,76	2100	1100	20	20
Ge	32	5,32	1,35	50	0,74	2,98	3600	4200	20	20
CdTe	48-52	6,06	4	>10 ⁹	1,47	4,43	1100	100	1	1
Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	48-30-52	6,0	3,84	>10 ¹⁰	1,5	4,64	1050	50 à 80	3	0,1
HgI ₂	80-53	6,4	8,96	10 ¹³	2,13	4,2	100	4	1	25

Tableau II-4 : Caractéristiques des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [Sakai, et al., 1982] [Gros d'Aillon, 2005].

	absorption	résistivité	transport des charges	qualité cristalline
Si	*	**	*****	*****
Ge	**	*	*****	*****
CdTe	***	***	***	***
CdZnTe	***	****	****	**
HgI ₂	*****	*****	**	**
	Efficacité	Bruit	Perf. spectrométriques	Rendement/coût

Tableau II-5 : Comparaison qualitative des différents semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [Verger, et al., 2004].

Le semi-conducteur d'iodure de mercure (HgI₂) présente une qualité de transport de charges très faible. De plus, la croissance de ce matériau est mal maîtrisée et la toxicité du mercure est importante. Le HgI₂ n'est donc pas adapté à une utilisation en imagerie médicale, malgré son pouvoir d'absorption très élevé.

Les détecteurs en silicium (Si) et en germanium (Ge) sont des matériaux légers, de part leur faible numéro atomique (Z) et leur faible masse volumique (ρ). Leur efficacité de détection de photons gamma est faible, limitant leur utilisation en imagerie médicale. De plus, à cause de leur faible résistivité, le silicium (Si) et le germanium (Ge) doivent être refroidis à l'azote liquide (rendant délicate leur utilisation en milieu hospitalier), même si le détecteur Ge présente des performances inégalées à 77 K grâce à sa bonne cristallinité, sa faible énergie d'ionisation, et sa bonne qualité de transport des porteurs de charges (mobilité et durée de vie très élevées des électrons et des trous).

Les détecteurs CdTe et CdZnTe sont des matériaux plus absorbants. En effet, pour arrêter 85% des photons incidents de 140 keV, il faut 15 mm de Ge et 55 mm de Si contre 5 mm seulement de CdTe ou CdZnTe. De plus, de part leur forte résistivité, les matériaux CdTe et CdZnTe peuvent être utilisés à température ambiante (rendant possible leur utilisation en imagerie médicale), avec un faible courant d'obscurité. Ils présentent cependant des qualités cristallines limitées, une plus forte énergie d'ionisation, et une mauvaise qualité de transport des porteurs de charges (mobilité et durée de vie moyenne des électrons et très faible des trous).

Les mauvaises propriétés de transport des trous (mobilité et durée de vie) des détecteurs CdTe, et en particulier du CdZnTe résultent du piégeage des trous lors de leur migration dans le détecteur (pour le détecteur CdZnTe, les propriétés de transport des trous sont environ 15 fois inférieures aux propriétés de transport des électrons). Ce piégeage est notamment dû aux nombreux défauts intrinsèques du CdZnTe (notamment les lacunes de Cd). Par conséquent, le courant induit par les trous sera inférieur à celui induit par les électrons et leur collecte sera plus longue. Par exemple, pour un détecteur CdZnTe de 5 mm d'épaisseur et pour un champ appliqué de 1000 V entre les électrodes (soit 2000 V/cm), la durée de transit maximale des électrons dans le détecteur est de 0,237 μ s. La durée de vie des électrons est 12 fois plus longue que la durée de transit maximale dans le matériau. Leur collecte est donc assurée. En revanche, pour les trous, la durée de transit maximale est de 3,84 μ s (mobilité prise de 65 cm²/V.s). La durée de vie des trous étant de 0,1 μ s, le libre parcours moyen des trous est très faible. Ils sont piégés dans le matériau avant de pouvoir atteindre la cathode. On constate alors que la charge induite sur les électrodes est uniquement due aux électrons. Cela a pour conséquence de dégrader les performances spectrométriques des détecteurs. Des techniques permettent de les améliorer. Elles seront abordées plus précisément dans le chapitre IV.

Les détecteurs CdTe et CdZnTe permettent aussi de réaliser des gamma caméras plus compactes (moins encombrantes) que les caméras d'Anger. En effet, le module de détection à base de semi-conducteur est dépourvu de composants tels que le guide de lumière et les tubes photomultiplicateurs. De plus, pour une efficacité de détection équivalente à 140 keV (entre 85% et 90%), l'épaisseur de CdZnTe est de 5 mm contre 9,525 mm pour le NaI(Tl). Enfin, des progrès importants sur les méthodes de croissance ont été réalisés ces dernières années. Les détecteurs CdTe ou CdZnTe peuvent atteindre aujourd'hui des dimensions de l'ordre de $25 \times 25 \times 5 \text{ mm}^3$.

I.B.2 Le matériau

La croissance des détecteurs CdTe et CdZnTe, et la technologie associée (dépôt des contacts...) sont de mieux en mieux maîtrisées. Ces détecteurs sont commercialement disponibles mais leurs coûts de fabrication sont encore élevés.

a) La croissance

Le tellure de cadmium est un semi-conducteur de la famille des II-VI. Comme la plupart des composés de cette famille, il cristallise dans la structure zinc blende : les atomes de tellure (^{52}Te) et de cadmium (^{48}Cd) sont disposés selon deux réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale du cube. Chaque atome est entouré par quatre atomes de l'autre élément, disposés sur les sommets d'un tétraèdre régulier.

Les métallurgistes utilisent différentes méthodes de croissance et différents dopages pour obtenir du CdTe ou du CdZnTe ($\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$). Depuis 1990, les progrès sur les méthodes de fabrication ont permis de multiplier le volume et la résistivité de ces matériaux par un facteur 10. Cependant la maîtrise de la croissance du matériau reste encore imparfaite (non-uniformité des cristaux et non-reproductibilité de la qualité de la croissance). Elle est responsable de son coût encore élevé, limitant encore souvent son utilisation.

Suivant la méthode de croissance choisie, les propriétés physiques du matériau (résistivité, mobilité et durée de vie des charges) diffèrent. Trois méthodes de croissance sont principalement utilisées pour produire « industriellement » les détecteurs CdTe et CdZnTe [Gros d'Aillon, 2005] :

- la Méthode Bridgman Verticale (VBM) ou Horizontale (HBM) ou Verticale Modifiée (MVBM) ;
- la Méthode Bridgman Haute Pression (HPBM) ;
- la Méthode de croissance par fusion zone (THM pour Travelling Heater Method).

Par ces méthodes, plusieurs matériaux sont commercialement disponibles. Les principales sociétés fabricant les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe sont :

- Eurorad (France, internet@II-2)
- Acrorad (France, internet@II-3)
- Saint-Gobain Crystal (France, internet@II-4)
- eV-Products (USA, internet@II-5)
- Orbotech Medical Solutions (anciennement Imarad Imaging Systems) (Israël, internet@II-6)
- Yinnel Tech (USA, internet@II-7)
- Redlen (Canada, internet@II-8)

La qualité de la croissance du cristal est variable d'une société à l'autre. L'évolution des techniques de croissance a permis de réaliser des lingots de semi-conducteurs de taille de plus en plus importante au fil des années, comme le montrent les exemples de la Figure II-7.



Figure II-7 : Exemple de dimensionnement de lingot CdZnTe (HPBM-CdZnTe d'eV-Products à gauche et MVBM-CdZnTe de Yinnel à droite).

b) Les défauts du matériau et les conséquences

Quelle que soit la méthode de croissance utilisée, il subsiste des défauts dans le matériau, réduisant les performances des détecteurs [Ivanov, et al., 2004] [Amman, et al., 2002] [Szeles, et al., 2004] [Luke, et al., 2003]. Ces défauts peuvent être séparés en deux catégories :

- les défauts électroniques : fautes d'empilement de quelques atomes, responsables de la résistivité et des propriétés de transport des porteurs de charges dans le matériau.
- les défauts micro-structuraux comme les joints de grains, les macles, les inclusions... responsables des inhomogénéités des propriétés physiques du matériau.

Les défauts du matériau CdTe et CdZnTe et leurs conséquences ont été étudiés dans le cadre d'une thèse du laboratoire [Gros d'Aillon, 2005], et ne sont pas plus détaillés ici.

I.B.3 Etude des contacts électriques

Le champ électrique est appliqué par l'intermédiaire de contacts métalliques (électrodes) sur le matériau. Les métaux les plus couramment utilisés sont l'or, le platine et l'indium. Le dépôt se fait soit par évaporation thermique, soit par pulvérisation, soit par procédé electroless. Par exemple, des dépôts d'or d'environ 500 Å peuvent être réalisés par voie electroless sur les détecteurs CdTe et CdZnTe. L'or ainsi déposé migre alors dans le matériau et forme ensuite une couche conductrice (l'électrode) d'environ 1 µm d'épaisseur. La qualité des contacts électriques est intimement liée aux bonnes performances spectrométriques des détecteurs [Gros d'Aillon, et al., 2005]. Les géométries des électrodes permettent de différencier les détecteurs planaires des détecteurs monolithiques (Figure II-8).

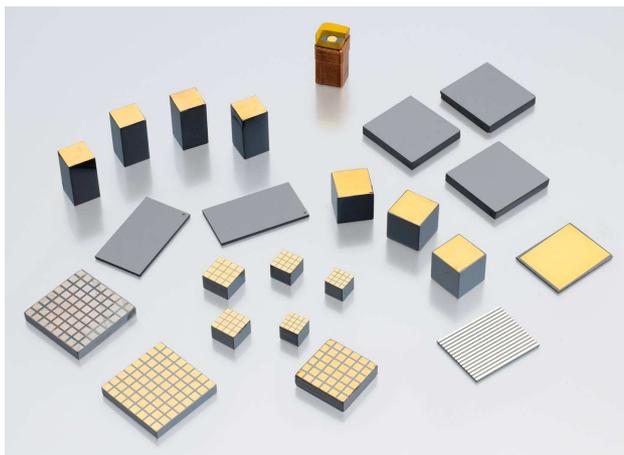


Figure II-8 : Exemple de géométries de semi-conducteurs CdTe ou CdZnTe planaires et monolithiques. (CEA-LETI)

a) Les détecteurs planaires

Les détecteurs planaires se distinguent par la géométrie des contacts électriques. Ces contacts électriques sont déposés sur l'intégralité des deux faces opposées (cathode et anode) du matériau CdTe ou CdZnTe (Figure II-9). Les deux électrodes sont donc non segmentées. Pour réaliser une gamma caméra, plusieurs détecteurs planaires sont juxtaposés de façon à réaliser une matrice de détecteurs (nommés pixels détecteurs). Le système de détection se compose donc d'une matrice de pixels détecteurs (Figure II-10), avec une indépendance physique des pixels. Chaque pixel détecteur permet de connaître directement la position (X et Y) d'interaction des photons. Les dimensions typiques des détecteurs planaires dont nous disposons au laboratoire sont de $4 \times 4 \times 6 \text{ mm}^3$, dans ce cas la résolution spatiale intrinsèque est de l'ordre de 4 mm.



Figure II-9 : Photo d'un détecteur planaire (dimension de $4 \times 4 \times 6 \text{ mm}^3$).

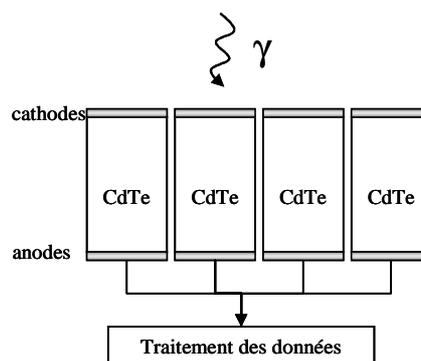


Figure II-10 : Schéma d'une matrice de détecteurs planaires.

b) Les détecteurs monolithiques pixellisés

Les détecteurs monolithiques pixellisés se distinguent des détecteurs planaires principalement par deux caractéristiques. D'une part, ils se distinguent par leur taille : le détecteur monolithique est de dimension plus importante que le détecteur planaire. Ce plus

grand dimensionnement est aujourd'hui possible grâce aux progrès des méthodes de croissance du matériau. D'autre part, ils se distinguent par la géométrie de leurs contacts électriques côté anode (Figure II-11 et Figure II-12) : les électrodes des détecteurs monolithiques pixellisés restent non segmentées sur la face cathode (configuration identique aux détecteurs planaires) mais sont segmentées sur la face anode (contrairement aux détecteurs planaires). Le pixel détecteur correspond alors à la zone d'intérêt entre une électrode anodique et la cathode. L'électrode anodique est définie par la géométrie des pixels (en particulier la dimension et le pas). De plus, cette pixellisation de l'anode permet de traiter indépendamment l'ensemble des électrodes, et ainsi de connaître directement la position (X et Y) d'interaction des photons dans le détecteur monolithique au pas du pixel près. Pour réaliser une gamma caméra, il est possible d'ordonnancer plusieurs détecteurs monolithiques pixellisés.

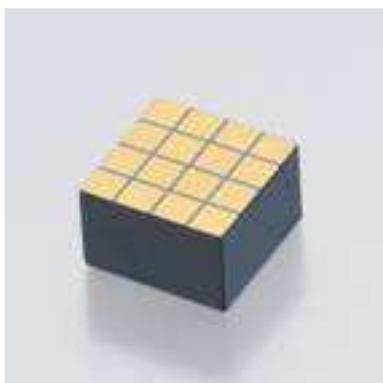


Figure II-11 : Photo d'un détecteur monolithique pixellisé (vue de la face anode).

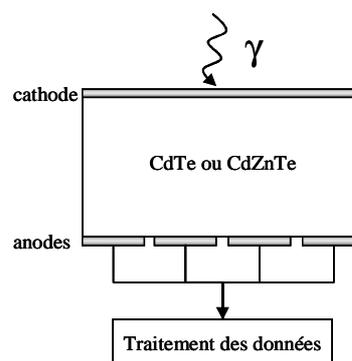


Figure II-12 : Schéma d'un détecteur monolithique pixellisé.

Les détecteurs monolithiques pixellisés de tests dont nous disposons au sein du laboratoire sont composés de 4 x 4 pixels, les dimensions allant de 8,0 x 8,0 x 5 mm³ à 5,6 x 5,6 x 5 mm³ (Tableau II-6 et Figure II-13). Dans tous ces cas, la résolution spatiale intrinsèque (pas des pixels) est inférieure à 2 mm (2,0 mm pour le T20, 1,8 mm pour le T18, 1,6 mm pour le T16, 1,4 mm pour le T14). Cependant les méthodes de dépôt des contacts métalliques permettent aujourd'hui de réaliser des pixels détecteurs inférieurs au mm, donc une résolution spatiale intrinsèque inférieure au mm.

Les performances de ces détecteurs (planaires et monolithiques), en terme de résolution en énergie et d'efficacité de détection, sont étudiées au laboratoire. Elles sont présentées dans le chapitre IV.

Détecteur CdZnTe-HPBM	T20	T18	T16	T14
Pas (mm)	2,0	1,8	1,6	1,4
Pixels (mm ²)	1,8 x 1,8	1,6 x 1,6	1,4 x 1,4	1,2 x 1,2
Interpixel (mm)	0,2	0,2	0,2	0,2
Dimension CdZnTe (mm ³)	8,0 x 8,0 x 5	7,2 x 7,2 x 5	6,4 x 6,4 x 5	5,6 x 5,6 x 5
Nombre de pixels	4 x 4	4 x 4	4 x 4	4 x 4

Tableau II-6 : Quelques géométries de détecteurs monolithiques pixellisés au CEA-LETI, (HPBM-CdZnTe de Saint Gobain Crystals).

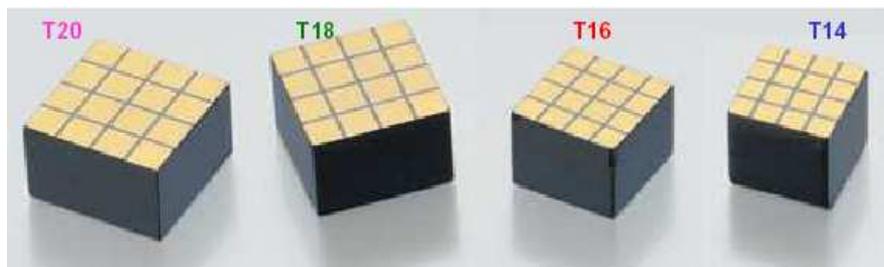


Figure II-13 : Photo de quelques géométries de détecteurs monolithiques pixellisés au CEA-LETI (HPBM-CdZnTe de Saint Gobain Crystals).

II Présentation des systèmes de collimation dans une gamma caméra

II.A Le rôle d'un collimateur

Le collimateur a pour rôle de sélectionner spatialement les photons (émission sur 4π stéradians), avant qu'ils n'atteignent le détecteur. Concrètement, il s'agit d'une plaque en matériau lourd percée de trous. Le matériau lourd permet d'absorber les photons gamma le traversant selon certaines incidences. Les trous permettent quant à eux de laisser passer les photons ayant d'autres directions spatiales. La cloison séparant deux trous voisins est appelée un septum (des septa).

Le collimateur conditionne presque à lui seul les performances d'une gamma caméra. Sa géométrie et son dimensionnement définissent non seulement la résolution spatiale mais également l'efficacité de la gamma caméra.

II.A.1 Les matériaux

Le matériau du collimateur doit posséder un numéro atomique Z élevé et une masse volumique élevée (matériau lourd). Ce matériau permet d'absorber les photons gamma et d'assurer une faible transparence septale. La transparence septale traduit la proportion de photons ayant traversés un septum ou plusieurs septa. La transparence septale doit être la plus faible possible. Typiquement, avec le collimateur de type LEHR de la caméra d'Anger, la transparence septale tolérée ne doit pas excéder 5%. Elle impose l'épaisseur d'un septum. Cette épaisseur septale satisfait l'Équation II-8 [Keller, et al., 1968] :

$$s \geq \frac{-2d \frac{\ln \beta}{\mu}}{a + \frac{\ln \beta}{\mu}} \quad \text{Équation II-8}$$

où d et a représentent respectivement le diamètre du trou et la hauteur septale (voir Figure II-23), et μ représente le coefficient d'atténuation linéique total du matériau considéré et à l'énergie considérée. Le paramètre β représente quant à lui la transparence septale tolérée. Par exemple, pour un collimateur en plomb, ($\mu_{\text{Pb},140 \text{ keV}} = 27,1066 \text{ cm}^{-1}$), de diamètre 1,4 mm et de hauteur septale 31,5 mm (dimensionnement du Tableau II-11), l'épaisseur septale doit être supérieur à 0,1 mm pour avoir une transparence septale inférieur à 5%.

Le choix des matériaux lourds se porte sur les métaux tels que le plomb, le tungstène, ou l'or ..., dont les principales caractéristiques ont été rappelées dans le Tableau II-7.

Matériaux	Tantale	Tungstène	Platine	Or	Plomb	Uranium appauvri
Symboles	Tl	W	Pt	Au	Pb	²³⁸ U
N° atomique (Z)	73	74	78	79	82	92
Masse volumique (g/cm ³)	16,65	19,35	21,45	19,30	11,30	18,85
Coefficient d'atténuation linéique (cm ⁻¹) à 140 keV	27,1067	36,2965	45,7942	42,7617	27,1067	57,7540
Inconvénients		plus cher que le Pb	cher	très cher	matériau mou	radioactivité parasite

Tableau II-7 : Propriétés des principaux matériaux lourds utilisés pour la fabrication des collimateurs.

L'uranium appauvri pose des problèmes d'utilisation [Tenney, et al., 2000]. En effet, il s'agit d'un élément radioactif et occasionne par ce fait un bruit de fond permanent, posant problème à faible taux de comptage. De plus, il est toxique du point de vue chimique, il nécessite alors un revêtement au nickel comme protection. Enfin, l'uranium est contingenté, ce qui est une contrainte supplémentaire pour une utilisation.

L'or et le platine présentent chacun une masse volumique et un coefficient d'atténuation linéique les plus élevés, ce qui leur confère une place privilégiée. Cependant ce sont des matériaux rares et précieux et par conséquent très chers. Ils ne sont donc pas utilisés pour réaliser des collimateurs de grande surface, tels que les collimateurs à trous parallèles classiques. Leur utilisation est limitée au collimateur pinhole, au niveau de l'ouverture de celui-ci.

Les matériaux les plus couramment utilisés sont le plomb et le tungstène. Le plomb est le premier métal usiné pour réaliser des collimateurs, s'agissant d'un matériau mou et donc malléable. Cependant, les collimateurs de petite dimension (petite épaisseur septale, petit diamètre des trous ou grande hauteur septale) demandent une précision d'usinage de plus en plus importante et leur réalisation en plomb s'avère plus compliquée. Le tungstène permet une meilleure précision de réalisation et une meilleure rigidité du collimateur. Il prend par conséquent une place de plus en plus importante et progressivement supplante le plomb. Son coût est également plus élevé.

II.A.2 Les modes de fabrication

Les collimateurs peuvent être réalisés suivant différentes techniques de fabrication, de précision plus ou moins grande et de coût plus ou moins onéreux.

Les premières méthodes de fabrication, dites conventionnelles [Gillen, et al., 1988] [Makarova, et al., 2004] regroupent les techniques de fabrication par collage et par moulage. La technique la plus ancienne réalise des collimateurs en feuilles de plomb collées (« foil collimator » en anglais). Cependant cette technique crée couramment des défauts d'épaisseur de septa et des défauts d'arrangement des septa (erreur d'alignement linéaire, erreur d'alignement angulaire). Cela a pour conséquence d'induire des défauts de réponse en uniformité et en résolution spatiale. Cet usinage a donc été abandonné. La technique plus récente réalise des collimateurs coulés (moulés) ou percés (« cast collimator »). Cette technique permet d'avoir une épaisseur de septa uniforme et un bon alignement angulaire des

septa, en plus d'une structure plus rigide que celle obtenue par la technique de feuilles collées. Cependant cette technique ne permet de réaliser que des collimateurs avec des septa d'épaisseur supérieure à 150 μm .

Les nouvelles méthodes de fabrication [Makarova, et al., 2003] [Makarova, et al., 2004] permettent de réaliser des collimateurs de plus petites dimensions, en particulier sur l'épaisseur septale. D'une part, la technique par gravure photochimique (« photochemically etched foils ») permet de réaliser des épaisseurs septales inférieures à 150 μm . Pour cela, cette méthode de fabrication repose sur un emboîtement précis de feuilles en plomb ou tungstène. D'autre part, la technique par lithographie aux rayons X (« deep x-ray lithography ») permet de réaliser des épaisseurs septales inférieures à 100 μm .

Les tolérances mécaniques pour la fabrication des collimateurs sont faibles. En effet, les défauts sur l'épaisseur septale, le diamètre des trous, l'inclinaison et la linéarité des septa se répercutent directement sur la qualité des images en terme d'uniformité [Malmin, et al. 1990] [Cerqueira, et al., 1988] [Chang, et al., 1988]. Cette uniformité de réponse des collimateurs doit d'autant plus être respectée en acquisition tomographique que le processus de reconstruction amplifie les défauts de non-uniformité [Gantet, et al., 1997]. Il est donc impératif de disposer de collimateurs les plus parfaits possible afin de s'affranchir de toutes distorsions sur les images.

Les collimateurs peuvent être réalisés par diverses entreprises, en particulier par les grandes entreprises américaines tel que « Nuclear Fields » (internet@II-9) ou « Thermo Electron / Tecomet » (internet@II-10) (Woburn, Massachussets). Mais également par des entreprises de l'hexagone, comme « Fonderie de Gentilly » (internet@II-11) (Evry), ou « LemerPax » (internet@II-12) (Nantes).

Les collimateurs les plus classiques sont les collimateurs pinhole, multi-pinhole, à trous parallèles ou encore convergents. Ils sont pour la plupart utilisés en routine clinique (sauf le collimateur multi-pinhole, dédié exclusivement aujourd'hui à l'imagerie du petit animal). Nous allons donc décrire leur géométrie, en mettant en évidence leurs caractéristiques ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients. Actuellement, ces collimateurs sont associés au module de détection classique, à base de scintillateur NaI(Tl).

II.B Le collimateur monotrou

Le collimateur monotrou ou sténopé (ou pinhole en anglais) [Johnson, et al., 1995] [Jaszczack, et al., 1994] [Ogawa, et al., 1998] [MacDonald, et al., 2001] [Song, et al., 2005] permet d'imager des organes de petite taille et superficiels (par exemple la glande thyroïdienne). Ce collimateur est constitué d'une ouverture circulaire au bout d'un blindage conique, reliant cette ouverture au détecteur (Figure II-14). D'une part, l'ouverture circulaire est réalisée en plomb ou en tungstène [Deloar, et al., 2003] ou encore en or [Tenney, et al., 2000] et d'autre part, elle est soit en forme de pointe (knife-edge aperture) soit en forme de tunnel (channel height aperture) [Smith, et al., 1997 - 1998]. Le choix du matériau et la forme de l'ouverture ont pour but de limiter la pénétration et la diffusion des photons dans cette région, donc de limiter un flou sur l'image [Van der Have, et al., 2004].

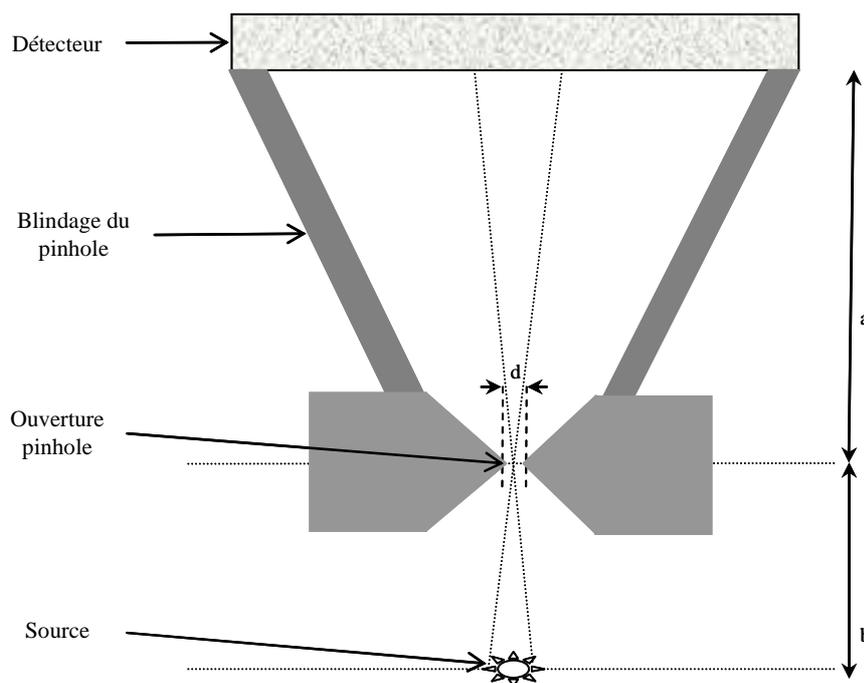


Figure II-14 : Schéma d'un collimateur pinhole.

Le collimateur pinhole n'offre qu'un petit champ de vue. La dimension du champ de vue est liée à la taille de l'ouverture (diamètre d), à la distance entre cette ouverture et le détecteur (distance focale a) et aussi à la distance entre l'objet source et l'ouverture (distance b). Dans le petit champ de vue étudié, les objets sources vont être agrandis. Le grandissement G de l'image est défini par l'Équation II-9. Il est lié d'une part à la géométrie du collimateur (par la distance focale a) et d'autre part à la géométrie de l'acquisition (distance b).

$$G = \frac{a}{b} \quad \text{Équation II-9}$$

Avec un collimateur pinhole, la résolution spatiale s'améliore avec une diminution de la taille de l'ouverture au sacrifice de l'efficacité de détection. De plus, la résolution spatiale et l'efficacité de détection s'améliorent avec une diminution de la distance entre l'ouverture et l'objet source. Avec ce type de détecteur, il faut donc placer le collimateur le plus près de la source émettrice des rayons gamma. Les acquisitions se réalisent soit en acquisition planaire (sous un seul angle de vue), soit en acquisition tomographique (sous plusieurs angles de vue), par exemple en scintigraphie thyroïdienne. En acquisition planaire, l'unique image obtenue est directement interprétable. En acquisition tomographique, les images obtenues à différents angles de vue sont reconstruites afin de pouvoir les interpréter.

Un des inconvénients des collimateurs pinhole est que certains photons entrent dans le détecteur avec un angle oblique, et causent des erreurs de parallaxe dues à la profondeur d'interaction dans le détecteur (Figure II-15). Cette erreur de parallaxe est connue sous le nom de « DOI effect ». Le terme DOI désignant la profondeur d'interaction (Depth Of Interaction en anglais).

Cette erreur de parallaxe entraîne une incertitude sur la position d'interaction du photon dans le détecteur : différence de coordonnées entre l'entrée d'un photon dans le détecteur et

l'interaction de ce photon dans le détecteur. Cela a une conséquence directe sur la qualité des images : l'erreur de parallaxe occasionne un flou de l'image, qui sera plus important sur les bords qu'au centre de la surface de détection [Hwang, et al., 2002].

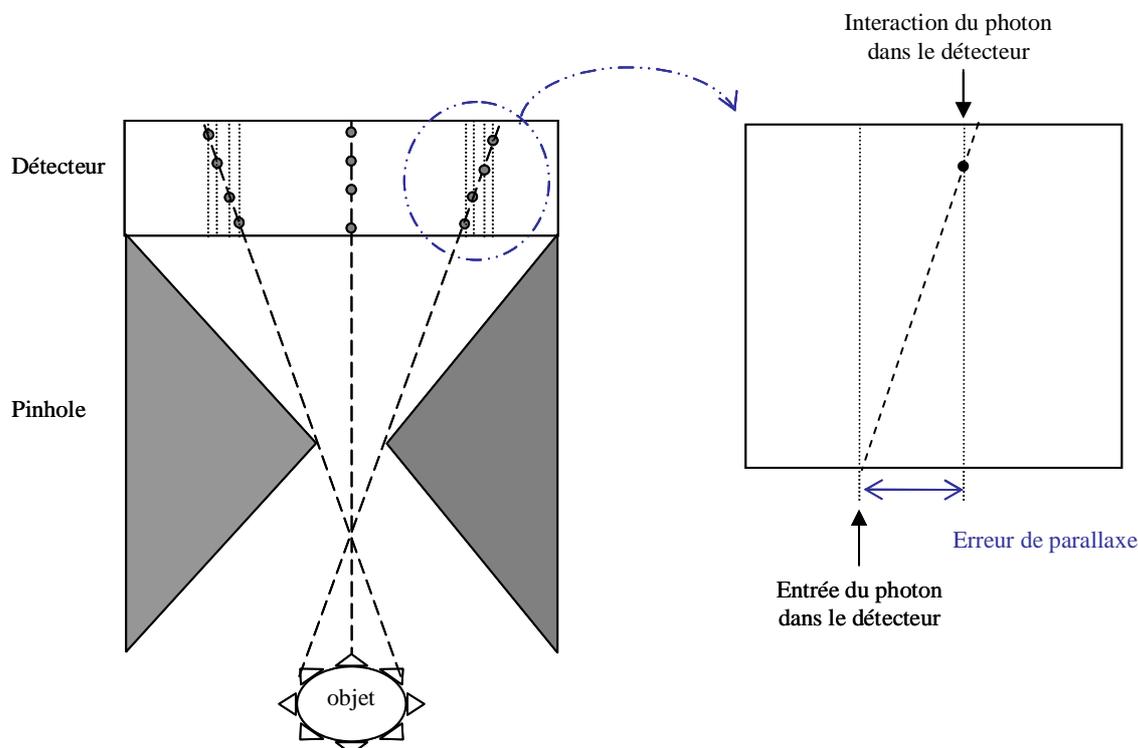


Figure II-15 : Schéma présentant l'erreur de parallaxe sur le détecteur associé à un collimateur pinhole.

II.C Les collimateurs multitrous

II.C.1 Le collimateur multi pinhole

Le collimateur multi-pinhole a été introduit par [Vogel, et al., 1978] et [Lefree, et al., 1981]. Il s'agit d'un collimateur constitué de plusieurs collimateurs pinhole, afin de multiplier l'efficacité du système par le nombre de collimateurs pinhole. Une grande diversité de systèmes multi-pinhole est présentée dans la littérature. Ces systèmes sont principalement dédiés à l'imagerie du petit animal (souris ou rat). Ces pinhole peuvent notamment être disposés devant l'objet d'étude sur un même plan (comme par exemple dans le système T-SPECT) ou autour de l'objet d'étude (comme par exemple dans le système U-SPECT).

Le système T-SPECT

Le système T-SPECT (pour Translatory-SPECT en anglais) est constitué d'un collimateur multi-pinhole dit multiplexé, placé devant un détecteur scintillateur NaI(Tl) [Schramm, et al., 2003] [Schramm, et al., 2004] [Lackas, et al., 2005]. Ce collimateur est composé de plusieurs collimateurs pinhole knife-edges répartis sur un support plan, permettant d'avoir un champ de vue cylindrique de 45 mm de diamètre et de 100 mm de hauteur. Les projections de chaque pinhole sur le détecteur se recouvrent. Il s'agit des projections dites multiplexées, ou « overlapping » en anglais (Figure II-16 et Figure II-17). La géométrie plane du détecteur oblige une rotation de l'objet pour réaliser une acquisition

tomographique. Et le multiplexage des projections nécessite d'utiliser des méthodes de reconstruction particulières en acquisition tomographique mais également en acquisition planaire. Les algorithmes de reconstruction sont basés sur les méthodes de maximisation de vraisemblance, et notamment les méthodes MLEM ou OSEM (voir chapitre III).

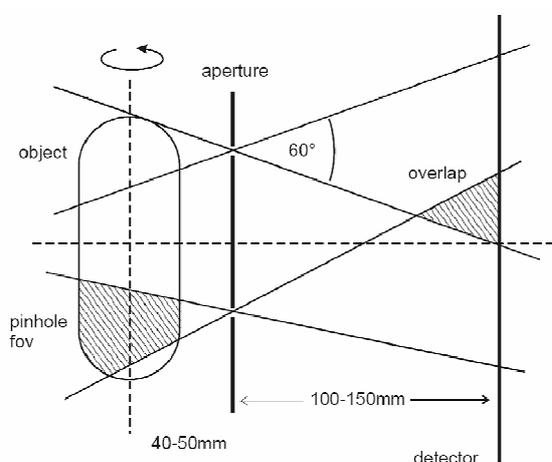


Figure II-16 : Le système T-SPECT, avec le détecteur, le collimateur et l'objet d'étude [Schramm, et al., 2003].

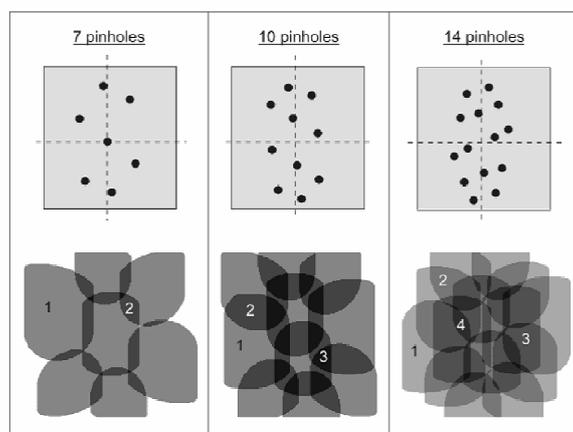


Figure II-17 : Exemple de trois configurations géométriques de multi-pinhole (7, 10 ou 14 pinhole) sur un support plan et les trois projections multiplexées [Schramm, et al., 2003].

Les performances du système T-SPECT ont été évaluées par simulation à 140 keV (^{99m}Tc) avec un **fantôme** micro Jaszczak. Ce fantôme est composé d'inserts chauds de diamètre de 1,5 mm à 3,0 mm, placés dans une activité de fond de 10%. Les images sont reconstruites par méthode MLEM (30 itérations), grâce aux 60 projections évaluées par simulation Monte Carlo. Le système T-SPECT permet d'atteindre une résolution spatiale de 2 mm et une efficacité de $330 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$ à $707 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$ [Schramm, et al., 2003] (Tableau II-8 et Figure II-18).

Nb de pinhole	7	10	14
overlap (%)	17	47	68
efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	330	490	707
résolution spatiale (mm)	2	2	2,1

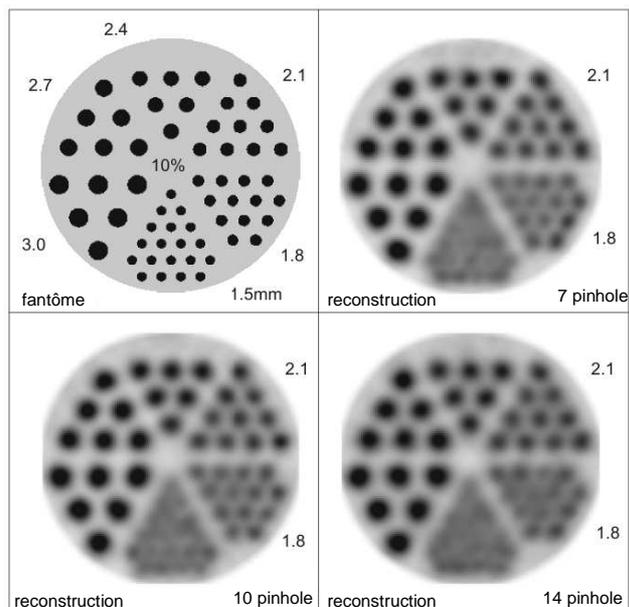


Tableau II-8 : Performances du système T-SPECT, avec 7, 10 et 14 pinhole [Schramm, et al., 2003].

Figure II-18 : Reconstruction tomographique d'un fantôme micro Jaszczak, avec 7, 10 et 14 pinhole [Schramm, et al., 2003].

Les performances du système T-SPECT ont également été évaluées expérimentalement à 140 keV (^{99m}Tc-MDP) avec une **souris** [Schramm, et al., 2004] (Figure II-19).

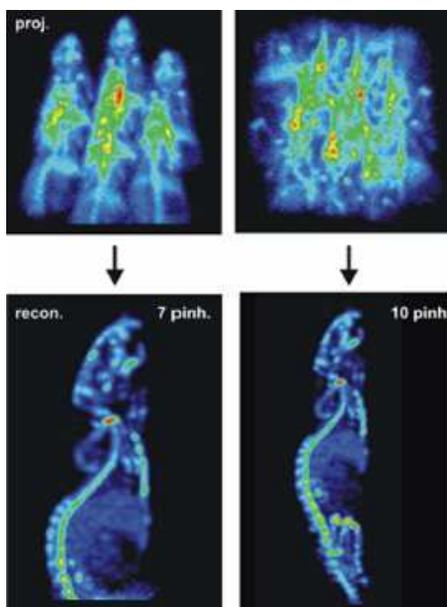


Figure II-19 : Projections multiplexées (en haut) et reconstruction tomographique (en bas) d'une souris, avec 7 et 10 pinhole [Schramm, et al., 2004].

Le système T-SPECT permet donc d'atteindre une bonne résolution spatiale et une bonne efficacité de détection pour l'imagerie du petit animal [Schramm, et al., 2003].

Le système U-SPECT (U-SPECT-III)

Le système U-SPECT est constitué d'un collimateur multi-pinhole non multiplexé, placé devant un détecteur scintillateur CsI(Tl) [Beekman, et al., 2004] [Beekman, et al., 2005] [Vastenhouw, et al., 2007] (internet@II-13). Ce collimateur est composé de plusieurs collimateurs pinhole knife-edges en or répartis uniformément sur un support cylindrique en tungstène autour de l'objet d'étude et focalisés vers celui-ci (Figure II-20 et Figure II-21). Le champ de vue de cette caméra n'est pas spécifié mais permet actuellement d'imager des souris. Les projections de chaque pinhole sur le détecteur ne se recouvrent pas. Il s'agit des projections dites non multiplexées, ou « non overlapping » en anglais. La géométrie cylindrique du collimateur permet de réaliser une acquisition tomographie sans aucun mouvement (ni du collimateur ni de l'objet). Ainsi en acquisition tomographique, grâce à cette absence de multiplexage des projections, les méthodes de reconstruction utilisées sont directement les méthodes classiques, telles que les méthodes MLEM ou OSEM.

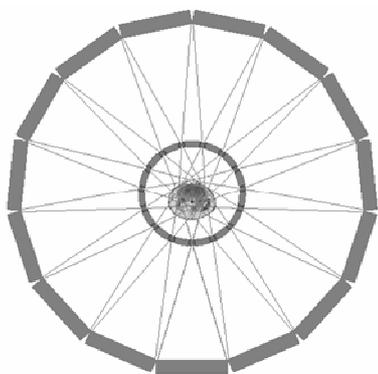


Figure II-20 : Le système U-SPECT-III, avec les 15 détecteurs, le collimateur et l'objet d'étude [Beekman, et al., 2004].



Figure II-21 : Le collimateur U-SPECT-III : 75 pinhole (5 rangée de 15) knife-edges en or sur un support cylindrique en tungstène [Beekman, et al., 2004].

Les performances du système U-SPECT-III ont été évaluées par simulation à 140 keV (^{99m}Tc) avec un **fantôme** micro Jaszczak. Ce fantôme est composé d'inserts froids de diamètre 0,25, 0,3, 0,4, 0,6, 0,8 et 1,0 mm. Les images sont reconstruites par méthode OSEM. Le système U-SPECT-III permet d'atteindre, d'après l'auteur, une résolution spatiale de 0,3 mm [Beekman, et al., 2004] (Figure II-22 et Tableau II-9).

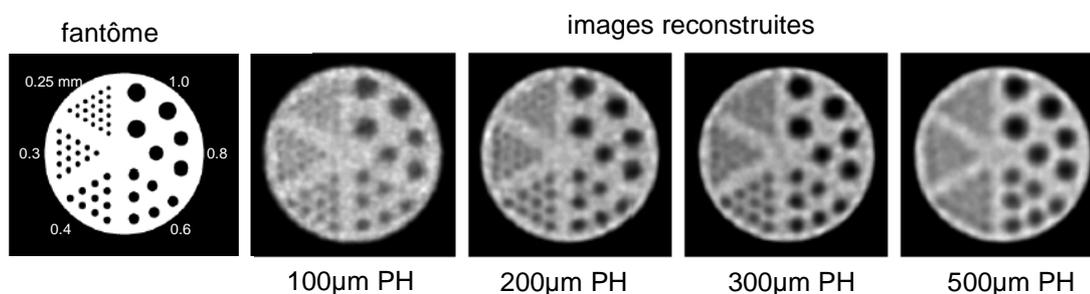


Figure II-22 : Reconstruction tomographique d'un fantôme micro Jaszczak pour 4 diamètres de trou des pinhole (100, 200, 300 et 500 μm) [Beekman, et al., 2004].

Diamètres de trou des pinhole (μm)	100	200	300	500
Résolution spatiale (mm)	0,220	0,358	0,498	0,780
Efficacité ($\text{coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$)	356	816	1483	3440

Tableau II-9 : Performances du système U-SPECT III pour 4 diamètres de trou des pinhole (100, 200, 300 et 500 μm) [Beekman, et al., 2004].

Pour l'imagerie du petit animal, le système U-SPECT-III permet d'atteindre une meilleure résolution spatiale et une meilleure efficacité que les systèmes classiques, composés d'un ou de deux pinhole.

II.C.2 Le collimateur à trous parallèles

Le collimateur à trous parallèles est le collimateur le plus utilisé sur les gamma caméras d'Anger. Il s'agit d'un collimateur dont les trous sont parallèles entre eux et orientés orthogonalement à la surface de détection. Ainsi seuls les photons incidents de direction normale à la surface de détection atteignent le détecteur. Ce collimateur se caractérise par le diamètre (d) et la hauteur septale (a) de ses trous, ainsi que l'épaisseur septale (s) (Figure II-23).

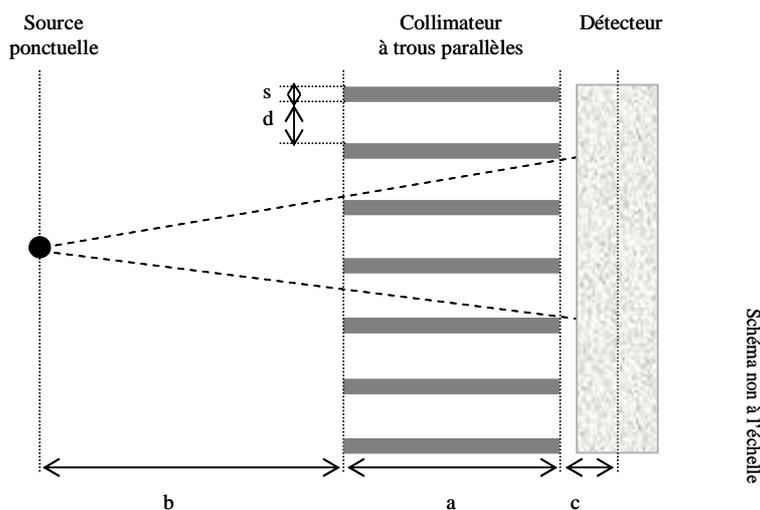


Figure II-23 : Paramètres de la géométrie du collimateur à trous parallèles.

La forme des trous peut être soit **circulaire**, soit **hexagonale** (« trous en nid d'abeille »), soit **carrée** (Tableau II-10) [Anger, et al., 1967].

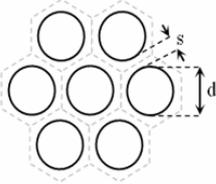
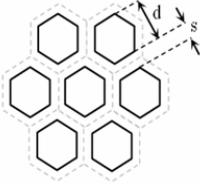
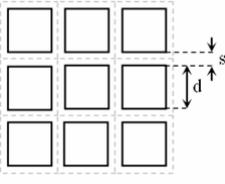
Trous circulaires Maille hexagonale	Trous hexagonaux Maille hexagonale	Trous carrés Maille carrée
		

Tableau II-10 : Différentes formes de trous des collimateurs orthogonaux à trous parallèles, avec d le diamètre des trous et s l'épaisseur septale.

Les collimateurs à trous **circulaires** [Bertolucci, et al., 2002] [Lowe, et al., 2002] sont utilisés pour les applications en imagerie ultra compacte. Cette collimation circulaire peut être réalisée à plus bas coût que la collimation hexagonale car elle présente moins de difficultés de fabrication aux petites dimensions, contrairement aux trous hexagonaux où des déformations sont souvent observées.

Les collimateurs à trous **carrés** (Figure II-25) sont généralement utilisés avec des détecteurs pixellisés, comme avec les détecteurs semi-conducteurs [Eisen, et al., 2002 et 2004] [Kubo, et al., 2005] [Ogawa, et al., 2006]. Ils permettent une adéquation entre la forme du trou et la forme des pixels de détection. Leur coût de fabrication reste cependant plus élevé car ces collimateurs sont plus difficiles à réaliser.

Les collimateurs à trous **hexagonaux** sont de loin les plus utilisés en routine clinique. Des techniques de fabrication permettent aujourd'hui de garantir une bonne reproductibilité des trous (Figure II-24). Ils sont produits de manière industrielle.

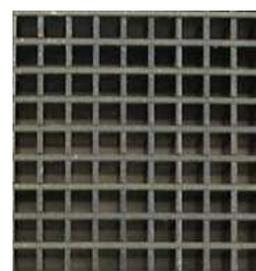
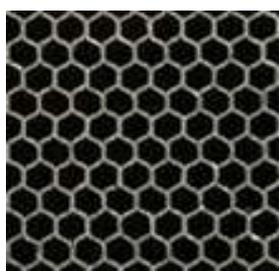


Figure II-24 : Photo d'un collimateur à trous parallèles hexagonaux (vue de face). Figure II-25 : Photo d'un collimateur à trous parallèles carrés (vue de face).

Les collimateurs à trous parallèles hexagonaux sont répertoriés en fonction de l'énergie du radionucléide utilisé (typiquement l'énergie 140 keV du ^{99m}Tc est une basse énergie, nommé alors LE pour Low-Energy en anglais) et de leurs performances (efficacité et résolution spatiale) [Causser, et al., 1975] [Moore, et al., 1992] [Buvat, et al., 2001].

En particulier, il existe des collimateurs dits :

- « basse énergie - ultra haute résolution » (LEUHR : Low-Energy Ultra-High-Resolution en anglais) ;

- « basse énergie - haute résolution » (LEHR : Low-Energy High-Resolution en anglais) ;
- « basse énergie - usage général » (LEGP : Low-Energy General Purpose ou LEAP : Low-Energy All Purpose en anglais).

Ces collimateurs diffèrent par les dimensionnements du diamètre des trous et de la hauteur septale. Un exemple de dimensionnement de ces collimateurs est présenté dans le Tableau II-11.

Collimateur	Diamètre des trous (mm)	Epaisseur septale (mm)	Hauteur septale (mm)	Efficacité géométrique (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	Résolution spatiale géométrique (mm)
LEUHR	1,4	0,2	38,5	72	5,1
LEHR	1,4	0,2	31,5	108	5,9
LEGP	1,8	0,2	31,5	189	7,6

Tableau II-11: Exemple de dimensionnement et performances associées de trois types de collimateurs orthogonaux à trous parallèles hexagonaux [Moore, et al., 1992].

Le collimateur à trous parallèles présente l'avantage de disposer d'un large champ de vue avec une résolution spatiale et une efficacité homogène sur tout le champ de vue, grâce à l'absence de facteur de grandissement. Les performances (résolution spatiale et efficacité) sont estimées par des formules analytiques. Ces formules sont détaillées au paragraphe II.D de ce chapitre. En particulier, le collimateur hexagonal LEUHR privilégie la résolution spatiale au détriment de l'efficacité, le collimateur hexagonal LEHR permet un compromis entre la résolution spatiale et l'efficacité, et le collimateur hexagonal LEGP privilégie l'efficacité par rapport à la résolution spatiale.

Notons que le collimateur CACAO (gamma Caméra A Collimation Assistée par Ordinateur) a été proposé pour augmenter l'efficacité des gamma caméras en tomographie sans détériorer la résolution spatiale [Jeanguillaume, et al., 1999-2000-2002] [Quartuccio, et al., 2000]. CACAO utilise un collimateur à large trou (diamètre supérieur à la résolution spatiale intrinsèque du détecteur), pour augmenter l'efficacité. Un balayage en translation du collimateur et du détecteur en plus du mouvement de rotation de la tête de la gamma est réalisé. L'acquisition se présente alors comme une succession de translations et de rotations. Un algorithme spécifique permet ensuite de déconvoluer l'ensemble des images tomographiques afin de reconstruire les volumes sources.

II.C.3 Le collimateur convergent

Le collimateur convergent est principalement utilisé en tomographie pour l'imagerie de petits volumes. Il est le plus souvent utilisé, dans les services de médecine nucléaire, en imagerie cérébrale et en scintimammographie [Tsui, et al., 1986] [Buvat, et al., 2001]. Les collimateurs convergents regroupent les collimateurs en éventail (ou fan-beam) et les collimateurs coniques (ou cone-beam).

a) Le collimateur en éventail

Le collimateur en éventail, ou mono-convergent, ou encore fan-beam en anglais, est caractérisé par une collimation convergente dans une direction et une collimation parallèle dans la direction perpendiculaire (Figure II-26) [Tsui, et al., 1986] [De Dreuille, et al., 1998]. L'axe de chaque trou passe donc par une ligne de focalisation placée parallèlement à l'axe de

rotation du détecteur. La distance qui sépare le collimateur à la ligne focale est appelée distance focale. Les collimateurs en éventail permettent d'avoir un facteur de grandissement dans la direction de convergence, directement relié à cette distance focale. Cet agrandissement permet obtenir un champ de vue réduit dans cette direction, améliorant ainsi la résolution spatiale dans la direction de convergence par rapport à un collimateur à trous parallèles. En conséquence, l'emploi de ce type de collimateur entraîne des distorsions des projections (agrandissement de l'objet dans une direction et respect de la taille de l'objet dans l'autre), qui devront être prises en compte dans les méthodes de reconstruction. De plus, contrairement au collimateur à trous parallèles dont l'efficacité est indépendante de la distance entre le détecteur et l'objet source, l'efficacité du collimateur convergent augmente jusqu'à une valeur maximale correspondant à la distance focale.

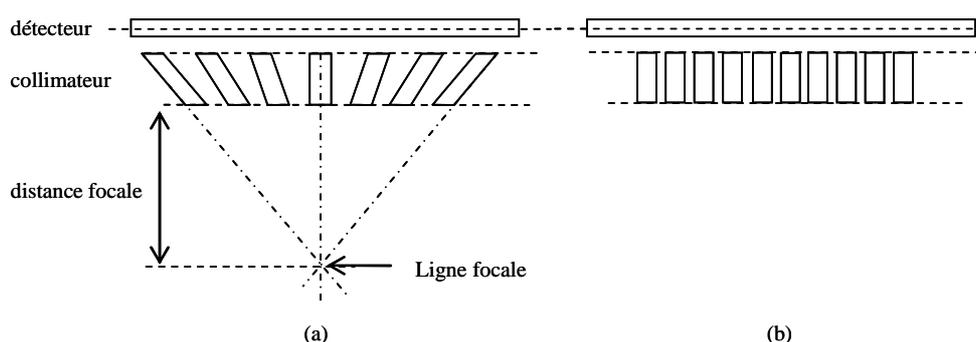


Figure II-26 : Collimateur fan-beam : collimateur convergent dans une direction (a) et parallèle dans l'autre direction (b).

De la même façon que les collimateurs orthogonaux à trous parallèles, les collimateurs en éventail sont répertoriés en fonction de leurs performances [De Dreuille, et al., 1998] [Buvat, et al., 2001]. On peut distinguer le collimateur ultra haute résolution (UHRFB : ultra high-resolution fan-beam) et haute résolution (HRFB : high-resolution fan-beam) (Tableau II-12).

collimateur	Diamètre des trous (mm)	Epaisseur septale (mm)	Hauteur septale (mm)	Distance focale (mm)
HRFB	2,3	0,23	47	552,6
UHRFB	1,9	0,23	50	548,6

Tableau II-12: Exemple de dimensionnement de collimateur en éventail [Buvat, et al.,2001].

b) Le collimateur conique

Le collimateur conique, ou focalisé, ou encore cone-beam en anglais est caractérisé par des trous dont les axes convergent vers un seul point (point focal) situé dans le patient (Figure II-27) [Sire, et al., 1994] [Jaszczak, et al., 1998] [Lalush, et al., 2002] [Park, et al., 2004]. La distance qui sépare le collimateur au point focal est appelée distance focale. Les collimateurs coniques permettent d'avoir un facteur de grandissement dans les deux directions, et ainsi obtenir un champ de vue réduit dans les deux directions, permettant d'améliorer la résolution spatiale dans les deux directions de convergence par rapport à un collimateur à trous parallèles. Notons aussi que l'efficacité augmente avec la distance entre la source et le collimateur conique.

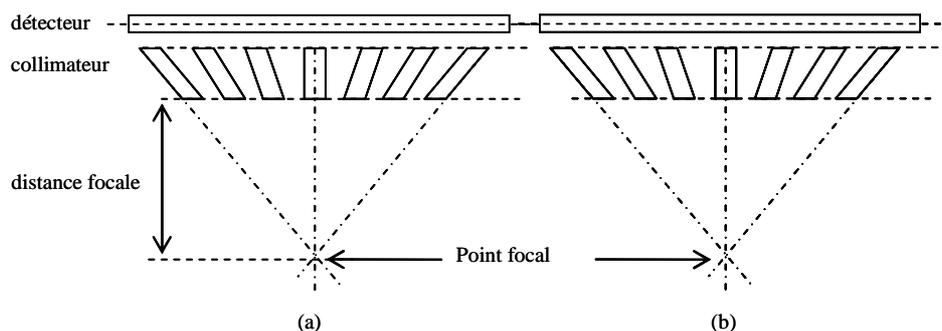


Figure II-27 : Collimateur cone-beam : collimateur convergent dans les deux directions (a et b).

Le collimateur conique a été utilisé pour l'étude du petit animal, dans le projet TOHR (High Resolution TOMography) [Ochoa, et al., 1996-1997].

Les deux types de collimation (fan-beam et cone-beam) ont été mis à contribution simultanément dans les travaux de [Gullberg, et al., 2005]. Il a proposé de réaliser une gamma caméra trois têtes en utilisant deux collimateurs convergents coniques et un collimateur convergent en éventail pour l'imagerie cardiaque afin d'augmenter l'efficacité des gamma caméras constitué uniquement de collimateurs à trous parallèles LEHR. Ce système a permis d'améliorer l'efficacité de la caméra d'un facteur 1,7. A ce jour, peu d'équipes travaillent sur ce type de collimateur.

II.D Présentation des formules analytiques de la résolution spatiale et de l'efficacité pour le collimateur à trous parallèles

Des formules mathématiques analytiques permettent d'évaluer la résolution spatiale et l'efficacité de la gamma caméra. Elles existent dans certains cas de collimation simple, en particulier pour le collimateur pinhole, le collimateur à trous parallèles, le collimateur convergent et le collimateur à fentes (dont la description sera faite dans le chapitre IV).

Les formules analytiques des collimateurs pinhole [Smith, et al., 1998] [Smith, et al., 2003] ou des collimateurs convergents [Wieczorek, et al., 2006] ou des collimateurs à fentes [Wieczorek, et al., 2006] [Metzler, et al., 2006] [Accorsi, et al., 2006] ne sont pas détaillées ici, mais en Annexe II. Une synthèse des formules analytiques pour l'ensemble de ces collimateurs est présentée dans [Wieczorek, et al., 2006].

Ce paragraphe présente uniquement les formules analytiques de résolution spatiale et d'efficacité des collimateurs orthogonaux à trous parallèles [Keller, et al., 1968] [Moore, et al., 1992] [Smith, et al., 2003] [Wieczorek, et al., 2006]. Elles ne sont vérifiées que lorsque le pas des trous ($d + s$) est inférieur à la hauteur septale (a) : $d + s \ll a$ (voir la Figure II-23 pour les notations).

II.D.1 La résolution spatiale du système

La résolution spatiale correspond à la plus petite distance entre deux sources ponctuelles pour que celles-ci soient discernables sur l'image acquise. Elle est mesurée par la largeur à mi-hauteur (LMH, ou FWHM pour Full Width at Half Maximum en anglais) de la fonction de dispersion ponctuelle (PSF, Point Spread Function en anglais) (image planaire d'une source ponctuelle).

La résolution spatiale de la gamma caméra (du système) R_s est le résultat de la contribution de la résolution spatiale du collimateur R_{col} et de la résolution spatiale intrinsèque R_{int} liée au module de détection (caractéristiques du détecteur et de son électronique associée) pondérée par le facteur de grandissement G du collimateur :

$$R_s = \sqrt{R_{col}^2 + \left(\frac{R_{int}}{G}\right)^2} \quad \text{Équation II-10}$$

Avec le collimateur à trous parallèles la taille du champ de vue est égale à la surface du collimateur. Il n'y a pas d'agrandissement des images : le facteur de grandissement G est égal à 1. L'Équation II-10 devient :

$$R_s = \sqrt{R_{col}^2 + R_{int}^2} \quad \text{Équation II-11}$$

La résolution spatiale du collimateur dépend de la géométrie de celui-ci. Pour un collimateur à trous parallèles, la résolution spatiale géométrique R_{col} s'exprime en fonction des dimensions du collimateur :

$$R_{col} \cong \frac{d \times (a_e + b + c)}{a_e} \quad \text{Équation II-12}$$

où d , c , b et a_e désignent respectivement (cf Figure II-23) le diamètre des trous du collimateur, la distance entre le collimateur et le milieu du plan de détection, la distance entre la source et la face avant du collimateur et la longueur effective des septa (hauteur tenant compte de la pénétration). Cette longueur effective des septa est calculée en tenant compte de la hauteur du collimateur a et du coefficient d'atténuation linéique μ du matériau constituant le collimateur : $a_e = a - 2 / \mu$.

II.D.2 L'efficacité du système

L'efficacité du système S correspond au rapport entre le nombre de photons comptabilisés dans la fenêtre énergétique et le nombre de photons émis par la source. Elle résulte de la contribution de l'efficacité géométrique S_{col} et de l'efficacité de détection S_{det} .

$$S = S_{col} \times S_{det} \quad \text{Équation II-13}$$

Pour un collimateur à trous parallèles, l'efficacité géométrique S_{col} est définie comme la fraction de rayonnement émis par une source ponctuelle qui traverse les septa du collimateur. Elle est donnée par [Anger, et al., 1967] [Muehllehner, et al., 1973] [Muehllehner, et al., 1976] :

$$S_{col} \cong \frac{1}{4\pi} \frac{A_{trou}^2}{a^2 \times A_{maille}} \quad \text{Équation II-14}$$

où a , A_{trou} , A_{maille} correspondent respectivement à la hauteur septale du collimateur, à l'aire du trou et à l'aire de la maille considérée, dont les expressions sont données dans le Tableau II-13 pour les trois géométries de trous possibles (circulaires, hexagonales et carrées).

L'efficacité géométrique S_{col} peut alors s'écrire :

$$S_{col} \cong K^2 \times \left[\frac{d^2}{a_e \times (d + s)} \right]^2 \quad \text{Équation II-15}$$

où K est une constante dépendante de la forme géométrique du trou et de la maille considérée.

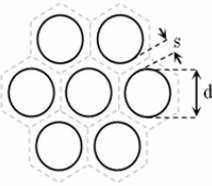
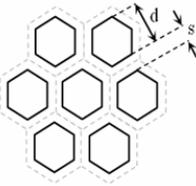
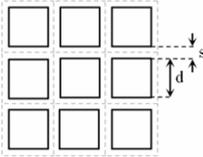
	Trou	Maille	K
	circulaire $A_{trou} = \frac{\pi \times d^2}{4}$	hexagonale $A_{maille} = \frac{\sqrt{3}}{2} \times (d + s)^2$	$K^2 = \frac{\pi}{32\sqrt{3}}$ K = 0,238
	hexagonal $A_{trou} = \frac{\sqrt{3}}{2} \times d^2$	hexagonale $A_{maille} = \frac{\sqrt{3}}{2} \times (d + s)^2$	$K^2 = \frac{\sqrt{3}}{8\pi}$ K = 0,263
	carré $A_{trou} = d^2$	carrée $A_{maille} = (d + s)^2$	$K^2 = \frac{1}{4\pi}$ K = 0,282

Tableau II-13 : Valeurs du facteur géométrique K pour différentes géométries de collimateur.

D'après les applications numériques du Tableau II-13, le collimateur à trous carrés est donc un peu plus efficace qu'un collimateur à trous hexagonaux, lui-même un peu plus efficace qu'un collimateur à trous circulaires.

L'Équation II-15 montre que l'efficacité pour un collimateur à trous parallèles est indépendante de la distance entre la source et la surface du collimateur. En revanche, comme le montre l'Équation II-12, la résolution spatiale du collimateur se dégrade linéairement lorsque cette distance entre la source et la surface du collimateur augmente. Cette même équation montre qu'on peut améliorer la résolution spatiale en augmentant la longueur des trous, mais cela conduit à dégrader l'efficacité de la gamma caméra comme le montre l'Équation II-15. Ces expressions analytiques de la résolution spatiale et de l'efficacité du système mettent en évidence le caractère antagoniste entre les deux paramètres. Il est impossible avec ce type de collimateur de disposer simultanément d'une très bonne résolution spatiale et d'une grande efficacité du système. Suivant la pathologie recherchée, l'utilisateur choisit un collimateur privilégiant soit l'une soit l'autre, soit un compromis entre les deux.

III Synthèse

Le collimateur est un composant indispensable pour réaliser une gamma caméra. Il conditionne presque à lui seul les performances de la caméra. Sa géométrie et son dimensionnement définissent non seulement la résolution spatiale mais également l'efficacité de la caméra. Aujourd'hui, les collimateurs standard (les collimateurs pinhole, les collimateurs orthogonaux à trous parallèles et les collimateurs convergents) sont couramment utilisés dans les services de médecine nucléaire. Cependant ils ne permettent pas de disposer à la fois d'une résolution spatiale et d'une efficacité exceptionnelles : un compromis doit toujours être réalisé suivant la pathologie recherchée. Les collimateurs multipinhole sont aujourd'hui uniquement étudiés pour le petit animal, ils permettent d'améliorer l'efficacité tout en maintenant la résolution spatiale, mais ils sont limités par la taille du champ de vue.

Actuellement, en routine clinique, aucun de ces collimateurs ne permet d'obtenir une bonne résolution spatiale **et** une bonne efficacité de la gamma caméra, car ces deux paramètres sont antagonistes. Ils ne peuvent être tous les deux améliorés si les études se limitent à une simple recherche d'un nouveau dimensionnement de collimateur. Pour espérer améliorer significativement ces paramètres, la réflexion doit être menée sur l'architecture de la caméra. Cette architecture doit associer un nouveau module de détection performant à une nouvelle géométrie de collimateur. Cette réflexion a été menée dans le chapitre IV, où est notamment montré l'intérêt des détecteurs semi-conducteurs CdTe et CdZnTe sur les collimateurs classiques, mais également sur de nouvelles géométries de collimateurs.

CHAPITRE III

L'état de l'art des codes de simulation et des méthodes de reconstruction en imagerie gamma

I	Etat de l'art des codes et des logiciels de simulation pour l'imagerie	52
I.A	Présentation des codes dédiés à l'imagerie médicale	52
I.A.1	Les codes déterministes.....	52
I.A.2	Les codes probabilistes.....	53
a)	Les codes génériques.....	53
b)	Les codes spécifiques	54
I.B	Présentation du logiciel SINDBAD pour l'imagerie X.....	55
I.C	Présentation du logiciel PENELOPE	58
II	Etat de l'art des méthodes de reconstruction en imagerie.....	60
II.A	Les méthodes de reconstruction analytique	63
a)	La rétroprojection simple	63
b)	La rétroprojection filtrée	63
II.B	Les méthodes de reconstruction algébriques.....	64
II.B.1	Les méthodes itératives algébriques.....	67
II.B.2	Les méthodes itératives statistiques.....	68
a)	La méthode MLEM (M aximum L ikelihood E xpectation- M aximisation)	68
b)	La méthode OSEM (O rdered- S ubsets E xpectation- M aximisation).....	70
II.B.3	Les méthodes itératives statistiques régularisées.....	71
III	Synthèse.....	73

La première partie de ce chapitre a pour but d'exposer la diversité des **codes de simulation** dédiés à l'imagerie médicale. Ces codes ont été classés en deux catégories : les codes déterministes et les codes probabilistes. Ces codes sont utilisés dans des logiciels de simulation. Les logiciels SINDBAD puis PENELOPE sont alors présentés plus en détail, puisqu'il s'agit des deux logiciels de simulation utilisés dans le cadre de cette thèse. Le logiciel SINDBAD est à l'origine un outil de simulation pour l'imagerie X, il sera présenté ici dans ce mode de fonctionnement. Son adaptation à l'imagerie gamma sera abordée lors du chapitre V, après avoir exposé nos besoins. Le logiciel PENELOPE est quant à lui un logiciel générique de simulation Monte Carlo, donc directement adapté pour l'imagerie gamma.

La seconde partie est dédiée à une présentation générale des **méthodes de reconstruction tomographique** utilisées en imagerie gamma. Ces méthodes ont été classés en deux catégories : les méthodes de reconstruction analytiques et les méthodes de reconstruction algébriques. La présentation des méthodes de reconstruction algébriques est consacrée aux méthodes itératives algébriques, et en particulier aux méthodes ART et SART ainsi qu'aux méthodes itératives statistiques, et en particulier aux méthodes MLEM et OSEM. Ce sont les méthodes de reconstruction utilisées dans le cadre de cette thèse. Par contre, la justification de leur utilisation sera présentée dans le chapitre IV, ainsi que leur adaptation à la géométrie de l'architecture HiSens.

I Etat de l'art des codes et des logiciels de simulation pour l'imagerie

I.A Présentation des codes dédiés à l'imagerie médicale

Depuis plusieurs années, la simulation permet de prédire et d'optimiser les performances de certains systèmes d'imagerie médicale. Aujourd'hui, ces simulations constituent une étape incontournable pour tester la faisabilité d'un système avant sa conception. Elles peuvent être obtenues de plus en plus rapidement et à faible coût, grâce à l'évolution du matériel informatique. Dans le domaine de l'imagerie médicale, on peut distinguer deux grandes classes de méthodes de simulation : les méthodes déterministes et les méthodes probabilistes (connues sous le nom de méthodes Monte Carlo).

I.A.1 Les codes déterministes

Les codes déterministes sont basés sur les techniques de lancer de rayons (« ray-tracing » en anglais) entre une source de rayonnement et un détecteur. Ils sont généralement utilisés en imagerie médicale, en imagerie X, et également employés pour le contrôle non destructif (CND) de pièces industrielles. Les codes déterministes permettent de simuler rapidement des images, avec le rayonnement primaire, sans tenir compte du rayonnement diffusé. Il s'agit alors de codes basés sur des méthodes approximatives, moins coûteuses en temps de calcul et en place mémoire que les méthodes probabilistes.

Plusieurs logiciels de simulation reposent sur ce type de code, retenons en particulier :

- le logiciel **XRSIM** [Xu, et al., 1994] [Inanc, et al., 2002], développé par Iowa State University (internet@III-14);
- le logiciel **HADES** [Martz, et al., 2000] [Aufderheide, et al., 2001, 2004], développé par Lawrence Livermore National Laboratory (internet@III-15). HADES permet de simuler des radiographies non seulement avec des rayons X mais aussi à l'aide de photons de haute énergie (800 MeV à 100 GeV) et de neutrons ;
- le logiciel **ARTist** [Tillack, et al., 1995] [Tillack, et al., 2000], développé par le BAM à Berlin;
- le logiciel **VXI** [Duvauchelle, et al., 2000] [Freud, et al., 2003] développé par le CNDRI à Lyon ;
- le logiciel **SINDBAD**, en mode analytique [Glière, et al., 1998] [Koenig, et al., 2000] [Guillemaud, et al., 2003], développé par le CEA/LETI. Ce logiciel est présenté plus en détail ci-dessous.

I.A.2 Les codes probabilistes

Les codes probabilistes, connus sous le nom de code Monte Carlo sont basés sur des tirages de nombres aléatoires. Ces tirages suivent les lois de probabilité décrivant les processus physiques étudiés. Ces codes probabilistes sont parfaitement adaptés aux principes physiques de l'imagerie gamma, où le processus d'émission des photons gamma est de nature stochastique et où les processus d'interaction des photons avec la matière sont décrits par des lois de probabilité. Chaque processus sera régi par un ou plusieurs tirages aléatoires.

Les codes de simulation Monte Carlo peuvent être classés en deux catégories : les codes génériques et les codes spécifiques (ou dédiés). Ces derniers ont été spécialement développés pour répondre au besoin de l'imagerie en médecine nucléaire. On trouvera une synthèse de ces codes dans [Andreo, et al., 1998] [Zaïdi, et al., 1999] et un comparatif complet dans [Buvat, et al., 2002].

a) Les codes génériques

Les codes génériques sont utilisés par une large communauté de physiciens (physique des particules, physique nucléaire, astrophysique, radiothérapie, dosimétrie...). La majorité des codes génériques dispose d'une très bonne documentation, et sont régulièrement améliorés et mis à jour. Il existe une grande diversité de codes génériques. En particulier, les codes **EGS**, **MCNP**, **PENELOPE** ou encore **GEANT** sont les plus répandus. Nous allons donc les présenter succinctement :

- le code **EGS** (**E**lectron **G**amma **S**hower) [Bielajew, et al., 1994] a été développé dès 1963 au Stanford Linear Accelerator Center (USA) par [Nagel, et al., 1964]. Il s'agit d'un outil général de simulation Monte Carlo des photons et électrons pour des géométries arbitraires. Les versions les plus récentes d'EGS sont EGSnrc (internet@III-16) [Kawrakow, et al., 2006] et EGS5 (internet@III-17) [Hirayama, et al., 2007] ;
- le code **MCNP** (**M**onte **C**arlo **N**eutron **P**hoton particule) [Briesmeister, et al., 1997] (internet@III-18) a été développé par le Los Alamos National Laboratory (USA), pour le projet Manhattan, permettant de simuler le transport des neutrons, des photons et des électrons. Il s'agit d'un des codes les plus utilisés, et des améliorations y sont donc régulièrement apportées. La version la plus récente de MCNP est MCNPx (internet@III-19);

- le code **PENELOPE** (**PE**Netration and **E**nergy **LO**ss of **P**ositrons and **E**lectrons) [Baro, et al., 1995] [Salvat, et al., 2006] [Sempau, et al., 2003] a été développé par l'université de Barcelone (Espagne). Il s'agit d'un outil de simulation Monte Carlo des photons et électrons (internet@III-20) ;

- le code **GEANT** (**GE**ometry **ANd** **T**racking) [Agostinelli, et al., 2003] a été développé depuis plus de 20 ans sur l'initiative du CERN (Suisse), dans le cadre d'une collaboration internationale regroupant une centaine de scientifiques de 15 pays. Il existe actuellement deux versions : GEANT3 codé en Fortran 77 et GEANT4 codé en C++. La première version, GEANT3, est considérée comme étant le standard en physique des hautes énergies. Le développement de GEANT3 a cependant été gelé en 1993 car la structure même du code rendait complexe la modification ou l'ajout de nouveaux composants et ne répondait plus aux besoins des nouvelles expériences de physique des particules et de physique nucléaire. La dernière version, GEANT4 (internet@III-21), est basée sur les nouvelles technologies orientées objet. Il est développé par le CERN et est disponible depuis 1998. GEANT4 permet de faire des simulations plus complexes qu'avec GEANT3.

Ces codes génériques utilisent généralement de nombreux modèles physiques, ce qui les rend souvent complexes à utiliser pour les applications spécifiques, telle que l'imagerie nucléaire. C'est la raison pour laquelle des codes de simulation plus spécifiques ont été développés [Ljungberg, et al., 1989].

b) Les codes spécifiques

Les codes spécifiques ont été développés afin d'avoir des codes dédiés à l'imagerie en médecine nucléaire, et ainsi répondre précisément aux besoins de cette discipline. Ils sont plus faciles à utiliser et plus rapides que les codes généralistes. En revanche, leur maintenance est souvent plus problématique avec les évolutions, les améliorations et les mises à jour plus lentes, car ils sont développés au sein de petits groupes de recherche. Leur maintenance et leur suivi sur le long terme sont donc plus incertains.

De nombreux codes spécifiques ont été développés, dédiés soit pour l'imagerie PET, soit pour l'imagerie SPECT, soit pour les deux types d'imageries PET + SPECT. Les plus courants d'entre eux ont été répertoriés dans le Tableau III-14.

Type d'imagerie	Code MC	Origine et références
PET	PETSIM (SIMulation for PET)	McGill University, Canada [Thompson, et al., 1998]
	SORTEO	Université de Montréal, Canada [Reilhac, et al., 2004] [Reilhac, et al., 2005]
	EIDOLON	Université de Genève, Suisse [Zaïdi, et al., 1999]
	GePEToS	LPSC, France [Jan, 2002]
SPECT	SIMIND (SIMulation of IMaging Nuclear Detectors)	Université de Lund, Suisse [Ljungberg, et al., 1989] (internet@III-22)
	SimSPECT (Simulation for SPECT)	[Yanch, et al., 1993] [Bélangier, et al., 1998]
SPECT et PET	SIMSET (SIMulation System for Emission Tomography)	Université de Washington, USA [Harrison, et al., 1993] (internet@III-23)
	GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission)	Université de Lausanne, Suisse [Santin, et al., 2002] [Santin, et al., 2003] [Assié, et al., 2004] [Jan, et al., 2004] [Lazaro, 2003] (internet@III-24)

Tableau III-14 : Exemples de code de simulation Monte Carlo pour l'imagerie médicale (SPECT et PET).

Les codes retenus lors de ce travail de thèse sont d'une part le code déterministe SINDBAD en mode analytique et d'autre part le code probabiliste PENELOPE. Ils sont en effet tous deux disponibles au laboratoire, facilitant leur prise en main. Nous allons donc les décrire succinctement.

I.B Présentation du logiciel SINDBAD pour l'imagerie X

Le développement de SINDBAD a été réalisé au sein du CEA/LETI afin de simuler des systèmes en mode transmission, tel que l'imagerie X en radiologie ou le contrôle non destructif (CND) de pièces industrielles [Glière, et al., 1998] [Koenig, et al., 2000] [Guillemaud, et al., 2003] [Tabary, et al., 2004]. SINDBAD peut être utilisé selon trois modes différents : un mode **analytique**, un mode **Monte Carlo** ou un mode **combinant** ces deux modes (Figure III-28) :

- le mode **analytique** permet d'évaluer l'image de transmission du rayonnement primaire, par la méthode de tracer de rayons (« ray-tracing »). Cette méthode évalue les interactions dans un objet par un lancer de rayons entre une source et un détecteur, et calcule l'atténuation du rayonnement primaire le long des trajectoires rectilignes selon la loi d'atténuation de Beer-Lambert. Les coefficients d'atténuation utilisés sont tirés des tables de référence Storm et Israël [E. Storm and H.I. Israël, 1969].

- le mode **Monte Carlo** permet de simuler le rayonnement diffusé à l'intérieur de l'objet, en plus de la transmission du rayonnement primaire. Pour cela, ce mode évalue les interactions dans l'objet par méthode Monte Carlo. Le code Monte Carlo utilisé est le code NOVA (version C de EGS4). Il permet de gérer en intégralité le parcours et les interactions du rayonnement dans l'objet [Tabary, et al., 2000] [Mathy, et al., 2002].

- le mode **combinant** le mode analytique et Monte Carlo. Ce mode permet d'obtenir des radiographies synthétiques qui combinent l'image de transmission du rayonnement primaire (obtenue par le mode analytique) à celle du rayonnement diffusé (obtenue par méthode Monte

Carlo) mise à niveau. En effet, cette image du diffusé est évaluée sous faible flux photonique, pour des raisons de temps de calcul, puis mise à niveau avant d'être additionnée à l'image de transmission [Tabary, et al., 2004].

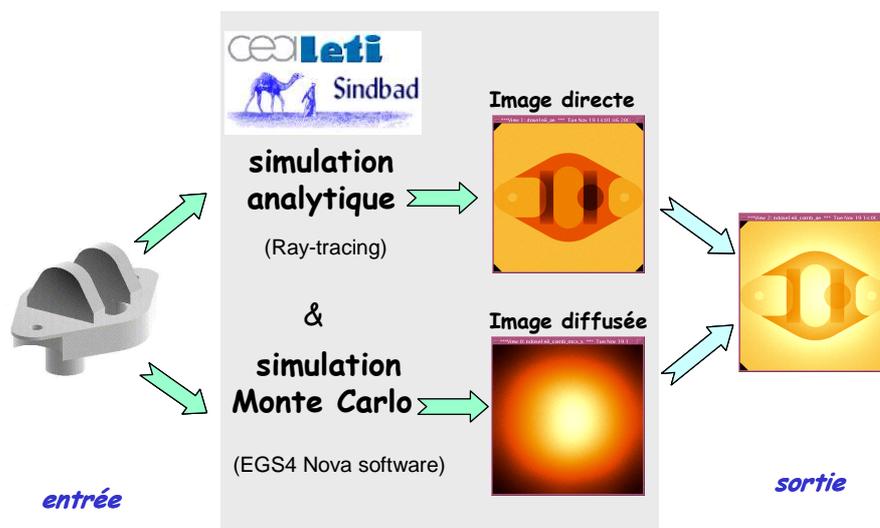


Figure III-28 : Combinaison du mode analytique et du mode Monte Carlo de SINDBAD en imagerie X.

Le logiciel SINDBAD est le premier logiciel de simulation utilisé durant cette thèse. Puisqu'il s'agit à l'origine d'un logiciel pour l'imagerie X, il a été adapté pour l'imagerie gamma. Cette adaptation n'est pas développée ici, mais lors du chapitre V, où il sera également justifié le choix d'utiliser SINDBAD en mode analytique. Nous limiterons alors notre présentation de SINDBAD à quelques fonctionnalités, que nous avons utilisées pour l'imagerie gamma.

En imagerie X, SINDBAD modélise l'ensemble de la chaîne radiologique. Cette chaîne radiologique est constituée principalement d'une **source** émettrice de rayons X, d'un **objet** tridimensionnel, et d'un **détecteur** bidimensionnel (Figure III-29). SINDBAD décrit ces 3 éléments de la manière suivante :

- la **source** (tube X) est définie par ses paramètres d'émission (durée, intensité...) et sa répartition spectrale. Le spectre peut être entré manuellement ou calculé via un modèle de tube X. Des informations générales (nom, type d'anode du tube...), certaines conditions de fonctionnement (tension, filtration inhérente...) et le type d'émission (conique ou panoramique) du tube de rayon X sont également précisés.

- l'**objet** 3D peut être décrit sous différentes formes :

- sous forme CAO (Conception Assistée par Ordinateur) avec le logiciel BRL-CAD [Dykstra, et al., 1987]. Les objets CAO sont composés de volumes élémentaires. Chaque volume élémentaire est décrit par une géométrie simple (sphère, parallélépipède,...), des dimensions, une position dans le repère de l'objet et un matériau le constituant. Ces volumes élémentaires sont ensuite combinés entre eux. L'objet est alors sous format CSG (Constructive Solid Geometry). Il peut-être également facétisé, sous le format STL (Stereo Lithography) ;
- sous forme voxellisée de l'objet. Les simulations avec des objets voxellisés ne sont possibles qu'en mode analytique, pas en mode Monte Carlo ;

- le **détecteur** est décrit par sa géométrie (nombre de pixels, taille des pixels, épaisseur...) et par les matériaux utilisés. Le modèle de détection est simple : il consiste à calculer le nombre de photons arrivant sur la face d'entrée du détecteur. A partir de ce nombre est évalué soit le nombre de photons absorbés dans l'épaisseur du matériau détecteur, en utilisant les coefficients d'atténuation totale tabulés dans la table de référence Storm et Israël, soit l'énergie déposée dans le détecteur, utilisant les coefficients d'absorption tabulés. Une modélisation plus réaliste du détecteur peut ensuite être également prise en compte, de manière spécifique à chaque type de détecteur (scintillateur, film, ...), en modélisant les phénomènes physiques intervenant dans le processus de transformation de l'énergie en signal.

Enfin, SINDBAD permet une visualisation directe de la détection, sous forme d'image, qui peut être effectuée à l'aide du logiciel VIEW par exemple.

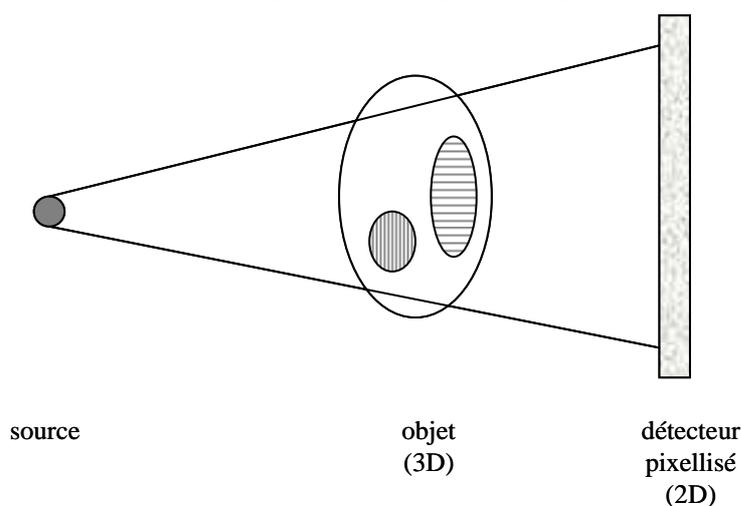


Figure III-29 : La chaîne de transmission radiologique, constituée d'une source de rayonnement, d'un objet d'étude 3D et d'un détecteur 2D.

En mode analytique, la technique de « ray-tracing » réalise des lancers de rayons entre la source et le centre de la face d'entrée de chaque pixel du détecteur (Figure III-30). Cependant, pour pouvoir avoir une bonne précision d'échantillonnage de l'objet radiographié, il est nécessaire d'augmenter le nombre de lancers de rayons, en sous-discrétisant (ou sur-échantillonnant) les pixels du détecteur (sous-pixels détecteurs). Les sous-pixels sont ensuite regroupés, pour reformer une image avec des pixels de dimension spécifiée. A titre d'exemple, sur la Figure III-30, la petite structure à gauche de l'objet ne peut pas être observée sur l'image puisque aucun rayon ne la traverse (cas a). Si le nombre de lancers de rayons est augmenté en sous-discrétisant le détecteur, cette même structure est alors traversée par plusieurs rayons, et elle est donc observée sur l'image. Le choix de cette sous-discrétisation est directement relié au dimensionnement des structures de l'objet radiographié à déterminer.

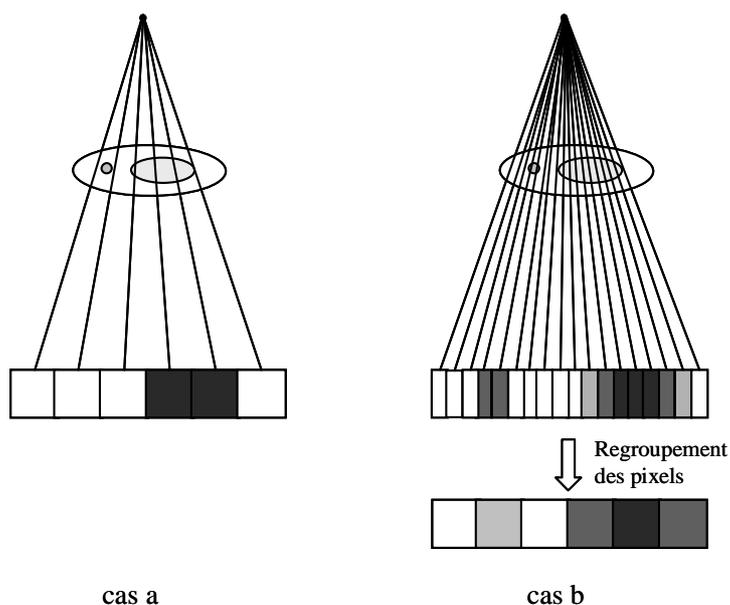


Figure III-30 : Le modèle de détection en mode transmission analytique sans (cas a) et avec (cas b) une sous-discrétisation des pixels détecteurs.

I.C Présentation du logiciel PENELOPE

Le code PENELOPE est un code de simulation Monte Carlo. Il est écrit en Fortran 77. Comme tout code Monte Carlo, PENELOPE est basé sur l'utilisation de tirages de nombres aléatoires uniformément répartis entre 0 et 1. Le générateur de ces nombres assure une périodicité de 10^{18} , permettant une complète indépendance entre les événements simulés.

Le code Monte Carlo de PENELOPE permet de décrire l'ensemble des interactions photoniques et électroniques avec la matière, selon l'architecture de la Figure III-31. Les particules (photons et électrons) sont suivies tout au long de leur parcours dans la matière. Les trajectoires sont vues comme une succession de parcours libres (en ligne droite pour les photons ou globalement déviés pour les électrons), à la fin desquels a lieu une interaction (interaction photoélectrique, Compton ou Rayleigh par exemple). L'arrêt de ce suivi se réalise sur une condition énergétique (si l'énergie de la particule est inférieure à l'énergie de coupure). Ce suivi des interactions est stocké dans un fichier (appelé fichier historique). Il nous donne pour chaque interaction d'un photon incident dans le détecteur deux informations : la position et la valeur du dépôt d'énergie, aussi bien photonique qu'électronique. PENELOPE n'offre donc pas une visualisation directe de la détection, sous forme d'image. Sa mise en forme pour notre application sera décrite dans le chapitre V.

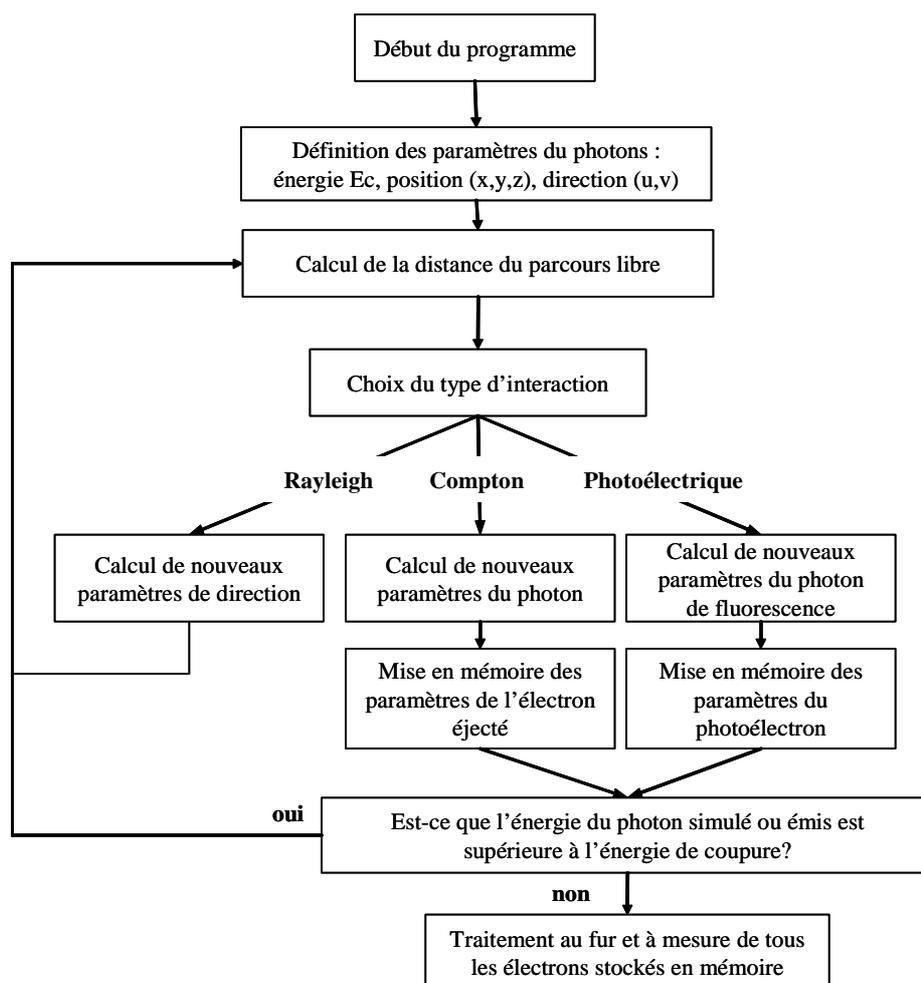


Figure III-31 : Organigramme de l'algorithme Monte Carlo de PENELOPE permettant de suivre les photons [Picone, 2002].

Pour réaliser ces simulations, le code PENELOPE contient, notamment, une base de données matériaux et un module de description de la géométrie :

- la base de données matériaux est constituée de fichiers contenant les probabilités d'interaction entre un photon et la matière. Ces fichiers ont été calculés au préalable et existent pour tout élément ayant un numéro atomique inférieur à 92 ;

- la description de la géométrie se fait par l'intermédiaire de surfaces délimitantes. Ces surfaces sont définies par des équations de second ordre : les quadriques. PENELOPE décrit les quadriques selon une forme réduite : $F_r(x,y,z)$

$$F_r(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad \text{Équation III-16}$$

Le Tableau III-15 présente quelques formes géométriques caractéristiques et leurs paramètres I_i associés. Ainsi la description d'une surface quelconque se réalise avec un recoupement de différentes formes géométriques.

Formes géométriques	Expressions	Paramètres
Plan	$z - 1 = 0$	0 0 0 1 -1
Paires de plans	$z^2 - 1 = 0$	0 0 1 0 -1
Sphère	$x^2 + y^2 + z^2 - 1 = 0$	1 1 1 0 -1
Cylindre	$x^2 + y^2 - 1 = 0$	1 1 0 0 -1

Tableau III-15 : Exemples de surfaces et valeurs des paramètres associés aux quadriques.

II Etat de l'art des méthodes de reconstruction en imagerie

Les méthodes de reconstruction sont utilisées aussi bien en tomographie de transmission X telle que les images scanner qu'en tomographie d'émission gamma telle que les images SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography en anglais) ou les images PET (Positron Emission Tomography en anglais). Nous limiterons cette présentation à la tomographie d'émission SPECT, puisqu'il s'agit du cadre de cette thèse.

En SPECT, la tête de détection de la gamma caméra tourne autour du patient (Figure III-32) et réalise des acquisitions (appelées projections 2D) à différents angles de vue (angle θ). Le problème, dit inverse, consiste à reconstruire un volume (3D) de l'activité du patient à partir de ces projections (2D). Pour résoudre ce problème inverse, on utilise des méthodes de reconstruction, que nous allons présenter.

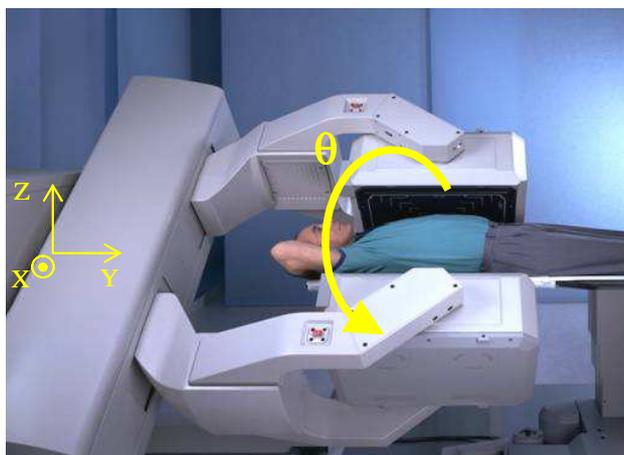


Figure III-32 : Rotation de la gamma caméra autour du patient.

Notons que ce volume 3D est généralement visualisé sous forme d'images 2D, par exemple sous forme de coupes transverses (ou axiales), coronales (ou frontales), ou sagittales, dont les orientations sont présentées sur la Figure III-33.

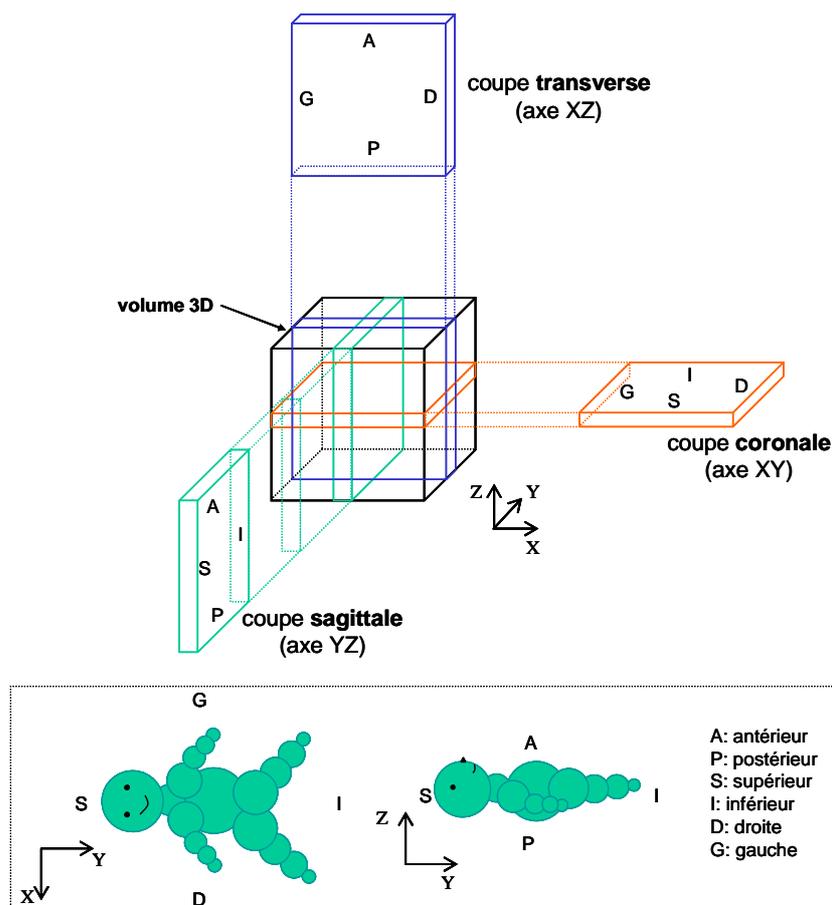


Figure III-33 : Orientations des coupes 2D (coupes transverses, coupes coronales, coupes sagittales) dans le volume 3D reconstruit.

Considérons la coupe d'un organe contenant un foyer radioactif (Figure III-34). On peut définir la projection monodimensionnelle à l'angle θ , $p(t,\theta)$, correspondant à la somme de l'activité le long des raies de projection, de longueur d , par l'expression suivante :

$$p(t,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) du = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t.\cos\theta - u.\sin\theta, t.\sin\theta + u.\cos\theta) du = \int_0^d f(x,y) du \quad \text{Équation III-17}$$

avec $f(x,y)$ l'activité au point (x,y) , dans les conditions idéales (pas d'atténuation, ni de diffusion). Le repère cartésien (O,x,y) fixe est lié à la distribution d'activité f tandis que le repère tournant (O,t,u) est associé à la gamma caméra en rotation à l'incidence θ . Les coordonnées dans les deux repères sont reliées par les relations :

$$\begin{cases} t = x.\cos\theta + y.\sin\theta \\ u = -x.\sin\theta + y.\cos\theta \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} x = t.\cos\theta - u.\sin\theta \\ y = t.\sin\theta + u.\cos\theta \end{cases} \quad \text{Équation III-18}$$

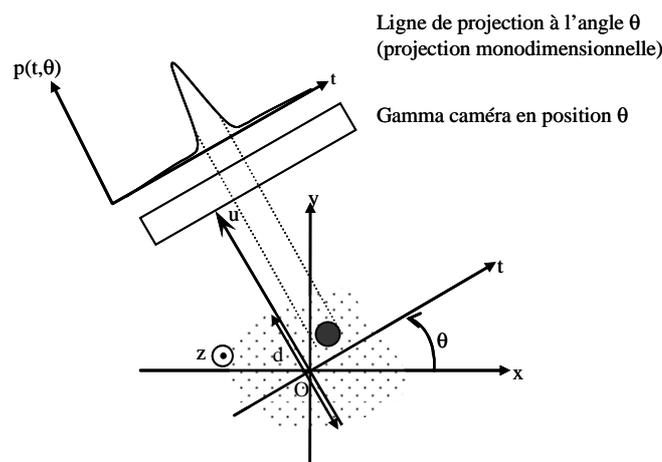


Figure III-34 : Projection monodimensionnelle obtenue à l'aide d'une gamma caméra.

La projection bidimensionnelle (2D) à l'angle θ correspond à l'ensemble de toutes les lignes de projection monodimensionnelle (1D) à l'angle θ selon l'axe z . Elle correspond tout simplement à l'image 2D en sortie du détecteur obtenue à l'angle θ .

L'ensemble des projections monodimensionnelles pour tous les angles $\theta \in [0, \pi]$ est la transformée de Radon 2D de $f(x, y)$, dont la représentation graphique est appelée sinogramme. La transformée de Radon a l'expression suivante :

$$R(f(x, y)) = \int_0^{\pi} p(t, \theta) d\theta \quad \text{Équation III-19}$$

Cette transformée de Radon ne tient pas compte des différents effets physiques perturbateurs (atténuation, diffusion et bruit photonique). Inverser la transformée de Radon revient à résoudre le problème inverse de reconstruction tomographique.

En SPECT, le problème inverse consiste donc à estimer la distribution (3D) d'activité f à partir des projections acquises (2D). Il s'agit d'un problème dit "mal posé" pour deux raisons essentielles :

- la première raison est que les projections sont entachées de bruit (bruit photonique de nature poissonnienne (prépondérant), bruit de la détection et de l'électronique) ;
- la deuxième raison est que l'inversion analytique exacte du problème de reconstruction tomographique conduisant à une solution unique n'est possible que si le nombre de projections acquises est infini. Or en pratique, le nombre de projections acquises est limité (64 ou 128 vues), et les données acquises par le détecteur sont échantillonnées et numérisées, ce qui fait que la solution déterminée n'est pas unique.

Une littérature abondante existe pour résoudre le problème de l'inversion de la transformée de Radon. On distinguera deux grandes classes de méthodes d'inversion du problème : les **méthodes analytiques**, décrivant le problème suivant une formulation continue [Zeng, 2001] [Grangeat, 2002], et les **méthodes algébriques**, décrivant le problème suivant une formulation discrète [Bruyant, et al., 2002] [Grangeat, 2002]. Ces méthodes de reconstruction sont exposées pédagogiquement en ligne sur internet@III-25 par I. Buvat.

II.A Les méthodes de reconstruction analytique

Les méthodes analytiques de reconstruction reposent, comme leur nom l'indique, sur une inversion analytique de la transformée de Radon [Tsui et Frey, 2006]. Elles supposent que les données sont continues et que la valeur d'une projection est connue en chaque point (t, θ) du sinogramme.

a) La rétroprojection simple

L'algorithme de reconstruction analytique le plus simple est la rétroprojection simple. Cette rétroprojection simple permet d'estimer la distribution d'activité $f^*(x, y)$ en intégrant le projection $p(t, \theta)$ pour toutes les valeurs de θ . Les projections sont alors tout simplement projetées en sens inverse. L'expression mathématique de cette rétroprojection simple est la suivante :

$$f^*(x, y) = \int_0^{\pi} p(t, \theta) d\theta \quad \text{Équation III-20}$$

Cependant, cette rétroprojection simple génère des zones d'activités non nulles là où aucune activité n'existe : ce sont les artefacts de reconstruction, connus sous le nom d'« artefacts en étoile » (Figure III-35). Ces artefacts en étoile diminuent avec un nombre de projections croissant. Une méthode permet également de limiter ces artefacts, il s'agit de la méthode par rétroprojection filtrée.

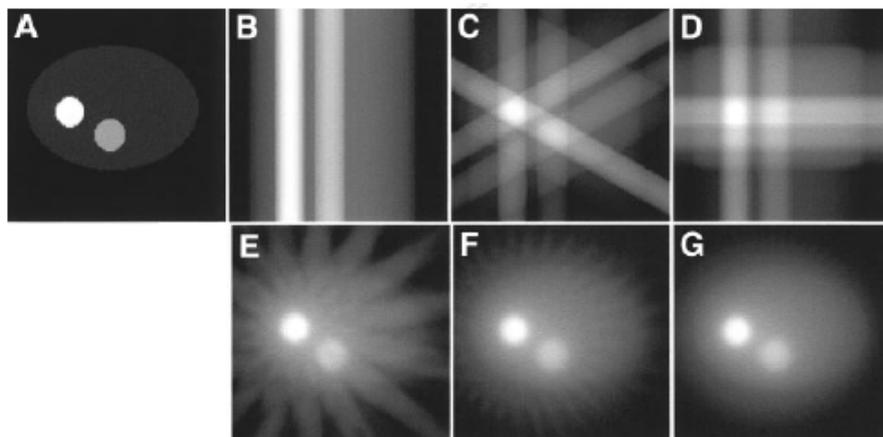


Figure III-35 : Exemple d'artefacts en étoile d'une image reconstruite par rétroprojection simple : image originale (A) et image reconstruite avec (B–G) 1, 3, 4, 16, 32, et 64 projections équitablement réparties sur 360°. Plus le nombre de projections est élevé, plus les artefacts en étoile diminuent [Bruyant, et al., 2002].

b) La rétroprojection filtrée

La rétroprojection filtrée (ou FBP pour Filtered BackProjection en anglais) [Dubois, et al., 1998] est l'algorithme de reconstruction analytique le plus couramment utilisé. Il s'agit d'un algorithme rapide d'exécution et facile à utiliser. Il équipe actuellement la plus grande partie des scanner X et de nombreux systèmes SPECT et PET. Théoriquement, sous hypothèse d'une atténuation uniforme dans l'objet étudié, la rétroprojection filtrée fournit une solution exacte du problème inverse de reconstruction tomographique si les projections étaient continues et le nombre d'angle de vue infini.

Il s'agit d'une rétroprojection simple des projections filtrées, utilisant la transformée de Fourier des projections bidimensionnelles. Elle permet d'estimer la distribution d'activité $f^*(x,y)$ en rétroprojetant la projection filtrée à l'angle θ . L'expression mathématique de cette rétroprojection devient :

$$f^*(x,y) = \int_0^\pi p'(t,\theta) dt \quad \text{Équation III-21}$$

avec $p'(t,\theta)$ la transformée de Fourier inverse de la transformée de Fourier de la projection filtrée (Équation III-22) et avec $P(\rho,\theta)$ la transformée de Fourier de la projection $p(t,\theta)$ (Équation III-23).

$$p'(t,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\rho,\theta) |\rho| e^{i2\pi \cdot \rho t} d\rho \quad \text{Équation III-22}$$

$$P(\rho,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(t,\theta) e^{-i2\pi \cdot \rho t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) e^{-i2\pi \cdot \rho t} dt du = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) e^{-i2\pi(x\rho_x + y\rho_y)} dx dy \quad \text{Équation III-23}$$

où $|\rho|$ est le filtre rampe (en exemple) et avec $\rho_x = \rho \cdot \cos\theta$ et $\rho_y = \rho \cdot \sin\theta$.

Schématiquement, la méthode de rétroprojection filtrée se déroule en 4 étapes (Figure III-36) :

- la première étape calcule la transformée de Fourier de la projection monodimensionnelle à l'angle θ $p(t,\theta)$: $P(\rho,\theta)$;
- la deuxième étape réalise un filtrage de la transformée de Fourier de la projection par un filtre 1D ; le filtre rampe $|\rho|$;
- la troisième étape calcule la transformée de Fourier inverse de la transformée de Fourier de la projection filtrée : $p'(t,\theta)$;
- la quatrième étape réalise l'opération de rétroprojection simple des projections filtrées.

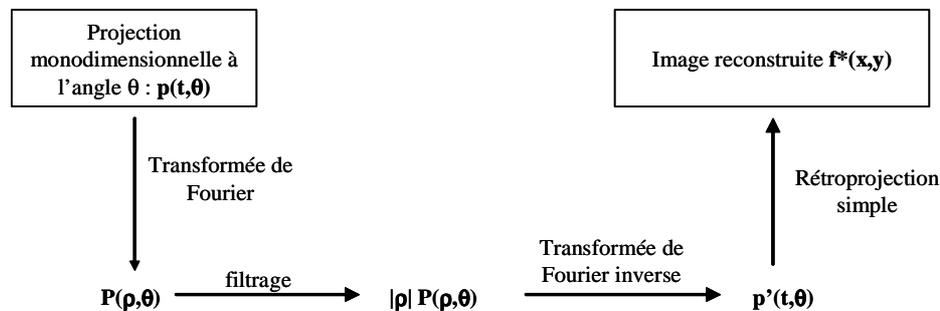


Figure III-36 : Les différentes étapes de la rétroprojection filtrée.

Lors de la deuxième étape, le filtrage utilisé est le filtre rampe, qui permet d'obtenir de bonne résolution spatiale. Cependant ce filtre a pour conséquence d'amplifier de manière très importante les hautes fréquences, donc le bruit. Il est alors pondéré par un filtre d'apodisation, par exemple les filtres de Hann et de Butterworth (les plus fréquemment utilisés). D'autres filtres sont parfois employés, tels que le filtre de Hamming ou le filtre gaussien.

II.B Les méthodes de reconstruction algébriques

Les méthodes algébriques reposent sur l'expression discrète et matricielle du problème de reconstruction tomographique (Figure III-37). Le problème consiste à résoudre un système

d'équations linéaires de grande dimension. Les projections p sont décrites sous la forme d'un vecteur de dimensions $n_{\theta} \times N^2$, où n_{θ} désigne le nombre de projections sous lesquelles l'objet est vu par le système de détection (nombre d'angles de vue) et $N \times N$ l'échantillonnage du détecteur, c'est-à-dire le nombre de pixels de détection. La distribution d'activité dans le volume étudié est décrite par un vecteur de dimensions V^3 , représentant le nombre de voxels du volume 3D à reconstruire. Les composantes du vecteur projection et du vecteur distribution d'activité sont notées respectivement p_k et f_i , où $k \in [1, n_{\theta} \times N^2]$ et $i \in [1, V^3]$.

Une matrice, nommée R , permet de relier les projections et l'objet de la distribution d'activité selon l'expression matricielle $[p] = [R].[f]$. La transformée de Radon discrète s'écrit alors :

$$p_k = \sum_i r_{ki} \cdot f_i \tag{Equation III-24}$$

R représente la matrice de l'opérateur de Radon de dimensions $(n_{\theta} \times N^2, V^3)$, et chaque élément r_{ki} de la matrice R représente la probabilité qu'un photon émis par le i ème voxel objet soit détecté par le k ème pixel détecteur. Les coefficients r_{ki} de la matrice R sont complexes à évaluer, et doivent l'être à chaque géométrie d'acquisition. Ils peuvent intégrer les effets physiques dégradant l'image tels que l'atténuation de l'objet et la transparence septale du collimateur.

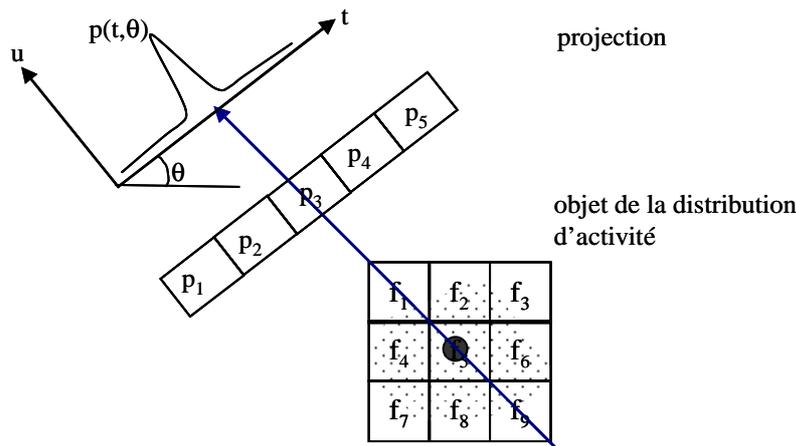


Figure III-37 : Échantillonnage des données utilisé pour les méthodes de reconstruction itératives.

Le problème inverse vise donc à estimer la distribution d'activité du volume objet f (3D) connaissant les projections acquises p (2D) et la matrice R . Un raisonnement simple serait de dire que $f = R^{-1} p$. Cependant l'inversion matricielle R^{-1} de l'opérateur projection R est le plus souvent impossible à cause de ses dimensions (une matrice R non carrée est non inversible ; et une matrice carrée de dimensions trop grandes est très difficile à inverser, le plus souvent impossible). De plus, le bruit de mesure et l'approximation de la modélisation font qu'une solution exacte n'existe pas : on cherche une solution approchée par méthode itérative. Cette solution approchée est une estimée de l'objet f . La méthode itérative permet de s'approcher par étape successive à l'estimée de l'objet f , en minimisant l'erreur quadratique (Équation III-25) entre les projections et la rétroprojection de l'objet reconstruit Rf .

$$f^{(n)} = \arg \min_f \|p - Rf\|^2 \tag{Equation III-25}$$

Chaque itération des méthodes itératives se déroule en 4 étapes (Figure III-38) (avec n : l'indice de l'itération) :

- la première étape évalue l'objet estimé $f^{(n)}$ (Initialement on estime a priori $f^{(n=0)}$, par exemple égale à un vecteur nul, ou égale à un vecteur de rétroprojection, ou égale à un vecteur a priori attendu) ;
- la deuxième étape calcule la projection estimée correspondant à l'objet estimé $f^{(n)}$: $p^{\text{estimée}(n)} = R.f^{(n)}$;
- la troisième étape compare la projection estimée à l'itération n ($p^{\text{estimée}(n)}$) avec la projection mesurée ($p^{\text{mesurée}}$) ;
- la quatrième étape assure soit l'arrêt des itérations soit la mise à jour de l'objet estimé $f^{(n+1)}$. Cette mise à jour de l'objet est réalisée par un facteur de correction $c^{(n)}$ sur $f^{(n)}$.

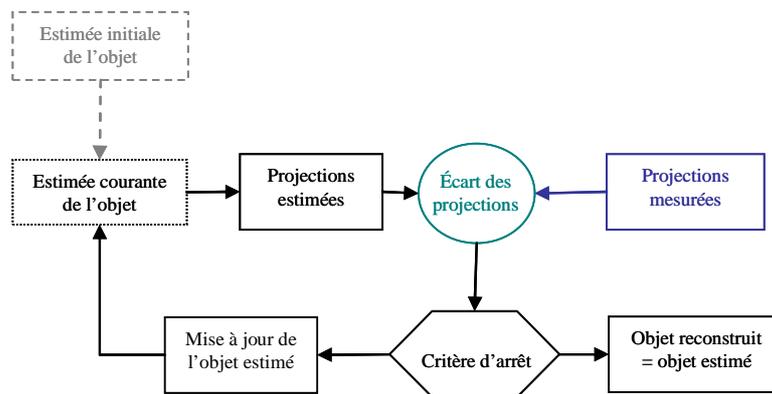


Figure III-38 : Les différentes étapes des méthodes de reconstruction itératives.

La relation mathématique existant entre le facteur de correction $c^{(n)}$ et la nouvelle distribution d'activité estimée $f^{(n+1)}$ caractérise la méthode itérative. La méthode itérative peut être soit additive ($f^{(n+1)} = f^{(n)} + c^{(n)}$) soit multiplicative ($f^{(n+1)} = f^{(n)} \times c^{(n)}$). On a distingué deux principales catégories d'algorithmes : les méthodes itératives algébriques et méthodes itératives statistiques.

- parmi les **méthodes itératives algébriques**, on compte par exemple les méthodes
 - ART (Algebraic Reconstruction Technique) ;
 - MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) ;
 - SART (Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique) ;
 - SIRT (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique) ;
 - de descente ;
 - de gradient et de gradient conjugué ;
- parmi les **méthodes itératives statistiques**, on compte par exemple les méthodes
 - MLEM (Maximum Likelihood Expectation-Maximisation) ;
 - OSEM (Ordered-Subsets Expectation-Maximisation).

Cependant, ces méthodes de reconstruction présentent l'inconvénient d'être instables en présence de bruit important dans les projections. Cette instabilité peut être gérée soit en arrêtant les itérations suffisamment tôt, c'est-à-dire avant que la solution ne se détériore, soit en régularisant les méthodes. Quelques méthodes de régularisation sont donc également exposées.

Une étude comparative de ces méthodes a été réalisée dans [Byrne, et al., 1997-1998] [Hutton, Nuyts et Zaïdi, 2006]. Nous ne présentons ici que quelques algorithmes des méthodes itératives qui ont été implémentés durant ce travail de thèse.

II.B.1 Les méthodes itératives algébriques

La méthode **ART** (**A**lgebraic **R**econstruction **T**echnique) est fréquemment utilisée en tomographie. Elle a été proposée par [Gordon, et al., 1970], pour la reconstruction d'objet 3D à partir des projections en imagerie X.

L'algorithme de la méthode ART est décrit par l'Équation III-26 [Andersen, et al., 1984] [Mueller, et al., 2000]. La mise à jour du volume se réalise par un facteur de correction $c^{(n)}$ additif :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} + c^{(n)} = f_i^{(n)} + \frac{\alpha \sum_k (r_{ki} (p_k^{\text{mesurée}} - p_k^{\text{estimée}(n)}))}{\sum_k \sum_i r_{ki}^2} \quad \text{Équation III-26}$$

où i et k sont respectivement les indices du voxel objet et du pixel détecteur ; r_{ki} sont les coefficients de la matrice R ; $p_k^{\text{mesurée}}$ et $p_k^{\text{estimée}(n)}$ sont respectivement les valeurs du $k^{\text{ème}}$ pixel détecteur de la projection mesurée et de la projection estimée à l'itération n ; $f_i^{(n)}$ et $f_i^{(n+1)}$ sont l'estimée du $i^{\text{ème}}$ voxel de l'objet respectivement à l'itération n et $n+1$; et α est le paramètre de relaxation ($0 < \alpha \leq 2$). Il a une influence sur la vitesse de convergence de l'algorithme. La convergence de cette méthode est prouvée lorsque le paramètre α est compris entre 0 et 2.

La méthode **MART** (**M**ultiplicative **A**lgebraic **R**econstruction **T**echnique) est la version multiplicative de la méthode ART. La mise à jour du volume se réalise par un facteur de correction $c^{(n)}$ multiplicatif.

Pour accélérer la convergence, les méthodes de descente proposent quant à elles d'optimiser le paramètre de relaxation à chaque itération : $\alpha \rightarrow \alpha^{(n)}$. Les méthodes de gradient et de gradient conjugué (par exemple ILST : Iterative Least Squares Techniques) visent à générer de façon simple des directions de descente, en calculant la direction de descente $d^{(n)}$ et le pas $\alpha^{(n)}$ (Équation III-27) [Bruyant, et al., 2002] [Zhang, 2006].

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} - \alpha^{(n)} \cdot d^{(n)} \quad \text{Équation III-27}$$

La méthode **SART** (**S**imultaneous **A**lgebraic **R**econstruction **T**echnique) a été proposée par [Andersen, et al., 1984] dans le but de réduire le bruit dans l'objet reconstruit par rapport à la méthode ART, en regroupant les projections par sous-ensembles dans les étapes itératives. Les sous-ensembles sont composés de projections obtenues à différents angles, le plus souvent les plus orthogonaux possibles. L'algorithme de la méthode SART est décrit par Équation III-28 [Andersen, et al., 1984] [Mueller, et al., 2000]. Récemment, la convergence de cette algorithme a été démontré par [Jiang, et al., 2003].

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} + \frac{\alpha \sum_k \left(\frac{r_{ki} (p_k^{\text{mesurée}} - p_k^{\text{estimée}(n)})}{\sum_i r_{ki}} \right)}{\sum_k r_{ki}} \quad \text{Équation III-28}$$

où les sommes sur k sont réalisées par sous-ensembles.

Les méthodes SART peuvent alors être implémentées selon la structure suivante (Figure III-39) :

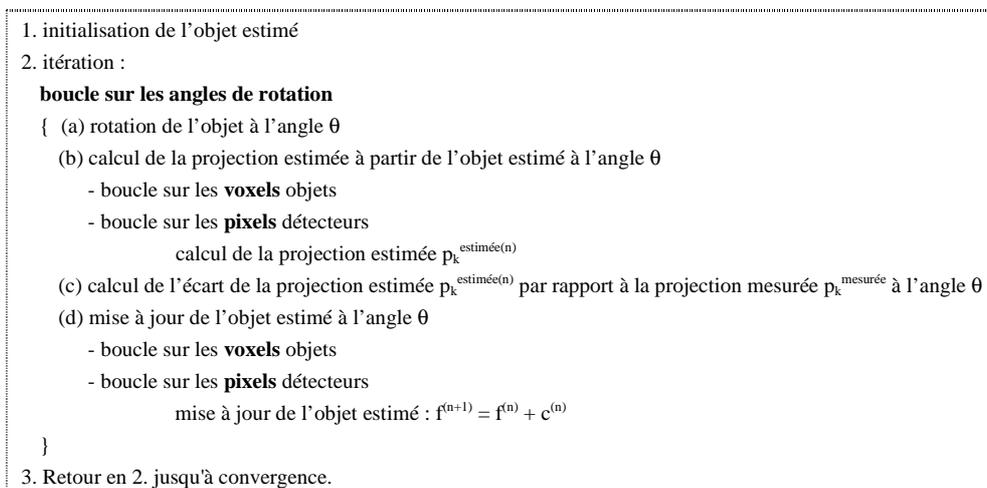


Figure III-39 : Les étapes itératives algébriques en acquisition tomographique en utilisant les images à chaque angle de vue.

II.B.2 Les méthodes itératives statistiques

Les méthodes statistiques reposent sur une représentation probabiliste du problème. Elles supposent que les projections contiennent un bruit statistique. Ainsi les mesures et l'objet sont supposés être des variables aléatoires.

Ces méthodes statistiques recherchent l'objet f le plus probable compte tenu des projections p observées. Pour cela, elles utilisent le théorème de Bayes énoncé ci dessous :

$$\text{prob}(f \mid p_{\text{mesurée}}) = \text{prob}(p_{\text{mesurée}} \mid f) \times \text{prob}(f) \quad \text{Équation III-29}$$

La méthode dite ML (pour **M**aximum **L**ikelihood) repose sur le critère du maximum de vraisemblance, dont le but est de maximiser la fonction de vraisemblance (Équation III-30). Cette fonction de vraisemblance représente la probabilité qu'un objet f génère les données de projection mesurées.

$$\arg \max_f [L(f)] = \arg \max_f [\text{prob}(p_{\text{mesurée}} \mid f)] \quad \text{Équation III-30}$$

a) La méthode MLEM (*M*aximum *L*ikelihood *E*xpectation-*M*aximisation)

La méthode MLEM a d'abord été développée pour la tomographie en PET par Shepp et Vardi [Shepp, et al., 1982], et ensuite pour la tomographie par transmission [Lange, et al., 1984] et pour le SPECT [Miller, et al., 1985].

En imagerie gamma, le bruit statistique contenu dans les projections est de nature poissonnienne, incluant le bruit d'émission radioactive et le bruit de détection. Ainsi, si on considère f_i le nombre moyen de désintégrations dans le $i^{\text{ème}}$ voxel objet, le nombre moyen de

photons détectés par la $k^{\text{ème}}$ projection est la somme des photons moyens le long de cette même projection, donnée par l'Équation III-24. Le nombre de photons détectés par la $k^{\text{ème}}$ projection ($\overline{p_k}$) suit alors une loi de Poisson, et la probabilité de détecter les photons selon cette projection est :

$$\text{prob}(p_k) = \exp\left(-\overline{p_k}\right) \times \frac{\overline{p_k}^{p_k}}{p_k!} \quad \text{Équation III-31}$$

En tenant compte de la nature poissonnienne de la statistique dans les données de projection, l'algorithme MLEM propose d'estimer l'objet à reconstruire, sans a priori sur l'objet ($\text{prob}(f) = 1$), en trouvant le maximum de la fonction log-vraisemblance donnée par l'Équation III-32 et l'Équation III-33 [Bruyant, et al., 2002] :

$$L(f) = \prod_k \exp\left(-\overline{p_k}\right) \times \frac{\overline{p_k}^{p_k}}{p_k!} \quad \text{Équation III-32}$$

$$l(f) = \ln[L(f)] = \sum_k \left[-\sum_i r_{ki} f_i + p_k \ln\left(\sum_i r_{ki} f_i\right) - \ln(p_k!) \right] \quad \text{Équation III-33}$$

avec $L(f)$ la fonction de vraisemblance.

L'algorithme MLEM estime $f_i^{(n+1)}$ à partir de l'estimée $f_i^{(n)}$ par un facteur correctif multiplicatif $c^{(n)}$. Cet algorithme est écrit sous la forme :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \times c^{(n)} = \frac{f_i^{(n)}}{\sum_k r_{ki}} \sum_k \frac{p_k^{\text{mesurée}} r_{ki}}{p_k^{\text{estimée}(n)}} \quad \text{Équation III-34}$$

où i et k sont respectivement les indices du voxel objet et du pixel détecteur ; r_{ki} sont les coefficients de la matrice R ; $p_k^{\text{mesurée}}$ et $p_k^{\text{estimée}(n)}$ sont respectivement les valeurs du $k^{\text{ème}}$ pixel détecteur de la projection mesurée et de la projection estimée à l'itération n (les projections estimées $p_k^{\text{estimée}(n)}$ sont données par l'Équation III-24) ; $f_i^{(n)}$ et $f_i^{(n+1)}$ sont l'estimée du $i^{\text{ème}}$ voxel de l'objet respectivement à l'itération n et $n+1$.

Les méthodes MLEM peuvent alors être implémentées selon la structure suivante (Figure III-40) :

```

1. initialisation de l'objet estimé
2. itération :
   boucle sur les angles de rotation
   { (a) rotation de l'objet à l'angle  $\theta$ 
     (b) calcul de la projection estimée à partir de l'objet estimé à l'angle  $\theta$ 
         - boucle sur les voxels objets
         - boucle sur les pixels détecteurs
             calcul de la projection estimée  $p_k^{\text{estimée}(n)}$ 
     (c) calcul de l'écart de la projection estimée  $p_k^{\text{estimée}(n)}$  par rapport à la projection mesurée  $p_k^{\text{mesurée}}$  à l'angle  $\theta$ 
     (d) mise à jour de l'objet estimé à l'angle  $\theta$ 
         - boucle sur les voxels objets
         - boucle sur les pixels détecteurs
             mise à jour de l'objet estimé :  $f^{(n+1)} = f^{(n)} \times c^{(n)}$ 
     }
3. Retour en 2. jusqu'à convergence.

```

Figure III-40 : Les étapes itératives statistiques en acquisition tomographique en utilisant les images à chaque angle de vue.

L'algorithme MLEM possède quelques propriétés intéressantes, en particulier :

- si l'estimée initiale $f_i^{(0)}$ est une distribution positive, alors toutes les distributions estimées suivantes seront positives ;
- si un pixel a une valeur nulle à l'initialisation, cette valeur reste nulle ;
- le nombre total d'évènements est conservé à chaque itération.

Mais cet algorithme présente aussi deux inconvénients majeurs : une convergence lente et une instabilité à partir d'un grand nombre d'itérations.

- l'algorithme MLEM converge lentement : il peut nécessiter jusqu'à une centaine d'itérations, ce qui rend son utilisation délicate en routine clinique. Parmi les méthodes d'accélération existantes, citons la méthode OSEM, présentée au paragraphe suivant ;

- l'algorithme MLEM est instable après un grand nombre d'itérations dans le cas de données bruitées. Cela fait apparaître des artefacts de bord et une amplification des hautes fréquences (résolution spatiale et bruit de calcul). Ainsi le nombre d'itérations affecte directement le compromis entre résolution spatiale et bruit dans les images reconstruites. La solution simple consistant à arrêter les itérations avant amplification du bruit de mesure n'est donc pas optimale car on risque d'arrêter l'algorithme avant sa convergence. On préférera mettre en œuvre des méthodes de régularisation, qui seront présentées au paragraphe II.B.3.

b) La méthode OSEM (Ordered-Subsets Expectation-Maximisation)

La méthode OSEM (Ordered Subsets Expectation Maximisation) est la version accélérée de MLEM. Elle a été développée par Hudson [Hudson, et al., 1994] pour améliorer la rapidité de convergence de MLEM. Elle consiste à regrouper les projections en sous-ensembles ordonnés (Figure III-41) avant de leur appliquer la méthode MLEM. Le nombre de sous-ensembles détermine le facteur d'accélération par rapport à la méthode MLEM. Par exemple, une reconstruction OSEM-8 sous-ensembles sur 5 itérations est équivalente à une reconstruction OSEM-4 sous-ensembles sur 10 itérations, et équivalente à une reconstruction MLEM sur 40 itérations (Figure III-42).

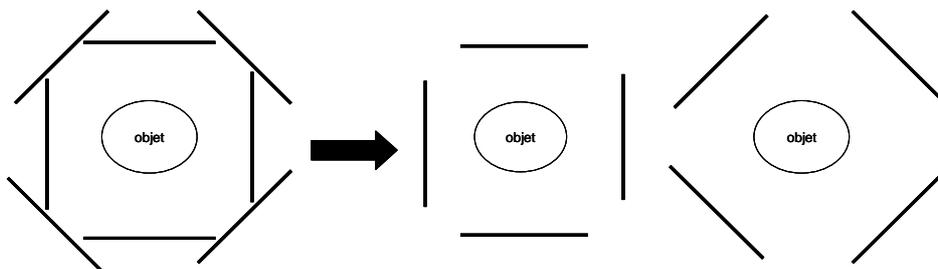


Figure III-41 : Regroupement de projections en sous-ensembles ordonnés (8 projections en 2 sous-ensembles de 4 projections).

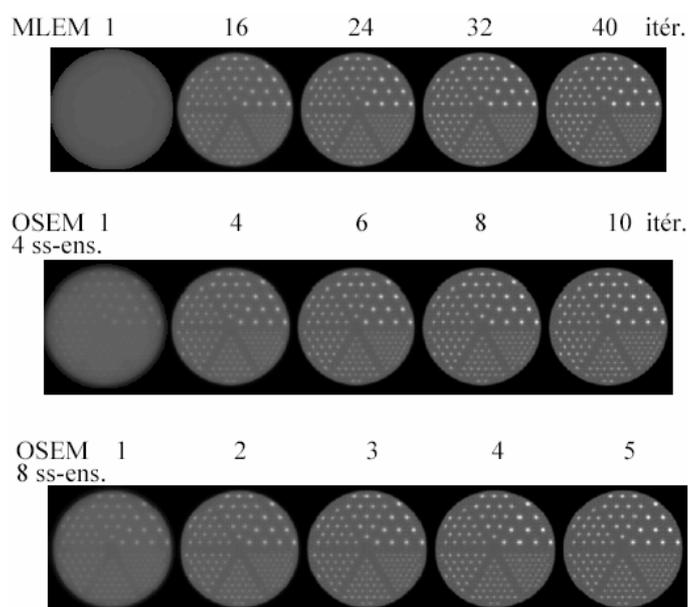


Figure III-42 : Exemple de reconstruction MLEM et OSEM : le nombre de sous-ensembles détermine le facteur d'accélération.

Mentionnons que la méthode OSEM est de plus en plus utilisée de part sa rapidité, mais que sa convergence n'a pas encore démontrée à ce jour.

II.B.3 Les méthodes itératives statistiques régularisées

Dans le cas de données fortement bruitées, l'algorithme MLEM est instable après un grand nombre d'itérations et du bruit apparaît alors dans l'objet reconstruit. La solution, pour limiter ce bruit, est d'utiliser les méthodes dites de régularisation. Il s'agit de méthodes reposant sur l'introduction de contraintes (spatiales, probabilistes) sur la distribution radioactive recherchée dans l'objet, qui permettent donc de stabiliser les distributions estimées. Notons cependant qu'il n'existe pas de méthode de régularisation « standard ».

L'introduction d'une contrainte sur la distribution radioactive recherchée dans l'objet se réalise en introduisant un a priori sur l'objet ($\text{prob}(f) \neq 1$). Le but est de maximiser la fonction de vraisemblance :

$$\arg \max_f [L(f)] = \arg \max_f [\text{prob}(p_{\text{mesurée}} | f) + \text{prob}(f)] \quad \text{Équation III-35}$$

Par exemple, les distributions de Gibbs permettent de prendre en compte les discontinuités de l'objet par l'intermédiaire de fonctions de potentiel. L'a priori sur l'objet s'écrit alors :

$$\text{prob}(f) = C \times \exp(-\lambda U(f)) \quad \text{Équation III-36}$$

où C est une constante, λ est un paramètre de régularisation et $U(f)$ est une fonction de potentiel.

L'algorithme MLEM régularisé propose d'estimer l'objet à reconstruire en trouvant le maximum de la fonction log-vraisemblance donnée par l'Équation III-37 [Bruyant, et al., 2002] :

$$l(f) = \ln[L(f)] = \sum_k \left[-\sum_i r_{ki} f_i + p_k \ln \left(\sum_i r_{ki} f_i \right) - \ln(p_k!) \right] - \lambda U(f) + \text{constante} \quad \text{Équation III-37}$$

L'algorithme MLEM régularisé peut être alors écrit sous la forme :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \times c^{(n)} = \frac{f_i^{(n)}}{\sum_k r_{ki} + \lambda \frac{\partial U(f_i)}{\partial f_i}} \sum_k \frac{p_k^{\text{mesurée}} r_{ki}}{p_k^{\text{estimée}(n)}} \quad \text{Équation III-38}$$

Dans la littérature de nombreuses fonctions de potentiel sont répertoriées [Hebert, et al., 1989] [Lange, et al., 1990] [Lalush, et al., 1992] [Hebert, et al., 1992] [Alenius, et al., 2002]. A titre d'exemple, le potentiel quadratique (Geman & Geman) [Alenius, et al., 2002], permet de prendre en compte la moyenne pondérée des voisins (b) du voxel objet (i), selon l'expression :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \times c^{(n)} = \frac{f_i^{(n)}}{\sum_k r_{ki} + 2\lambda \sum_b w_{ib} (f_i - f_b)} \sum_k \frac{p_k^{\text{mesurée}} r_{ki}}{p_k^{\text{estimée}(n)}} \quad \text{Équation III-39}$$

avec w_{ib} le facteur de pondération des voisins (b), qui satisfait l'Équation III-40 :

$$\sum_b w_{ib} = 1 \quad \text{Équation III-40}$$

La méthode régularisée nommée **MRP** (**M**edian **R**oot **P**rior, en anglais) [Alenius, et al., 1997] [Alenius, et al., 1998] [Alenius, et al., 2002] permet de prendre en compte la valeur médiane M_i des voisins (b) du voxel objet (i), selon l'expression :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \times c^{(n)} = \frac{f_i^{(n)}}{\sum_k r_{ki} + \lambda \frac{f_i - M_i}{M_i}} \sum_k \frac{p_k^{\text{mesurée}} r_{ki}}{p_k^{\text{estimée}(n)}} \quad \text{Équation III-41}$$

Cette méthode OSEM-MRP tend à rendre l'image localement monotone, tout en préservant les transitions aux niveaux des bords des objets [Seret, et al., 2004]. En choisissant correctement la valeur de λ , le paramètre de régularisation, la méthode MRP permet de contrôler le bruit, tout en obtenant des contrastes proches de ceux obtenus par MLEM.

Notons, que des méthodes de régularisation additives ART et SART existent également, mais ne sont pas exposées ici.

Les méthodes de reconstruction (ART, SART, MLEM, OSEM et OSEM-MRP) ont été utilisées dans le cadre de cette thèse. Leur utilisation sera justifiée et discutée dans le chapitre IV, ainsi que leur adaptation à la géométrie de l'architecture HiSens.

III Synthèse

La première partie de ce chapitre nous a permis de mettre en évidence la diversité des codes de simulation en imagerie médicale. Les logiciels SINDBAD et PENELOPE ont été présentés plus en détail, puisqu'il s'agit des deux logiciels de simulation utilisés dans le cadre de cette thèse. Le choix d'utiliser ces logiciels n'a pas été justifié ici, mais sera discuté dans le chapitre V, après y avoir exposé nos besoins.

La seconde partie de ce chapitre a été consacrée à une présentation générale des méthodes de reconstruction tomographique en SPECT. Les méthodes analytiques et algébriques ont été successivement présentées. Parmi les méthodes algébriques, on a distingué les méthodes itératives algébriques, comme ART et SART et les méthodes itératives statistiques, comme MLEM et OSEM. Les algorithmes de ces méthodes ont été successivement énoncés. Il s'agit des algorithmes des méthodes de reconstruction utilisés dans le cadre de ma thèse. Le choix d'utiliser une méthode plutôt que l'autre n'a cependant pas été justifié dans ce chapitre, mais a fait l'objet d'une réflexion dans le chapitre IV. L'adaptation de ces méthodes à l'architecture HiSens a été également développée dans le chapitre IV.

CHAPITRE IV

Nouvelles architectures de gamma caméra : de l'état de l'art vers HiSens

I	Sélection du module de détection.....	76
I.A	Les modules à base de scintillateur.....	76
I.A.1	Les nouveaux modules à base de scintillateur NaI(Tl).....	76
a)	Les tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT).....	77
b)	Les photodiodes à avalanche (APD).....	77
c)	Les photomultiplicateurs silicium (SiPM).....	77
d)	Les fibres optiques couplées aux photomultiplicateurs.....	78
I.A.2	Les nouveaux cristaux scintillants inorganiques.....	78
I.B	Les systèmes à base de semi-conducteur.....	80
I.B.1	Etude des avantages des semi-conducteurs.....	80
I.B.2	Les performances des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe.....	81
a)	Les détecteurs planaires.....	81
b)	Les détecteurs monolithiques pixellisés.....	83
I.B.3	Conclusion.....	88
I.C	Etude de la profondeur d'interaction du détecteur monolithique pixellisé CdZnTe.....	88
I.C.1	Précision de mesures de la profondeur d'interaction par simulation.....	89
I.C.2	Précision de mesures de la profondeur d'interaction par l'expérience.....	90
a)	Présentation du banc de test dédié.....	90
b)	Précision de la mesure de la profondeur d'interaction.....	91
II	Association d'un collimateur au détecteur CdTe ou CdZnTe.....	95
II.A	Utilisation des détecteurs CdZnTe en imagerie gamma.....	95
II.A.1	Les gamma caméras à base de CdZnTe.....	95
a)	Les prototypes.....	95
b)	Les produits commerciaux.....	100
II.A.2	Les réflexions sur les nouvelles architectures de gamma caméras à base de CdZnTe.....	103
a)	Collimateur pinhole et multipinhole.....	103
b)	Collimateur convergent.....	105
c)	Collimateur à trous parallèles.....	105
II.B	L'architecture HiSens : un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire associé au détecteur monolithique pixellisé CdZnTe.....	107
II.B.1	Le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire.....	107
II.B.2	L'intérêt de la profondeur d'interaction sur le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire.....	109
II.B.3	Synthèse.....	114
III	Les méthodes de reconstruction pour HiSens.....	115
III.A	Choix d'une méthode de reconstruction.....	115
III.B	Les méthodes de reconstruction algébrique adaptées à HiSens.....	115
IV	Synthèse et perspectives.....	117

Ce chapitre a pour but de décrire la nouvelle architecture de gamma caméra proposée durant le travail de thèse. Cette architecture a été baptisée **HiSens**, pour **High Sensitivity**. Elle propose d'augmenter l'efficacité tout en maintenant la résolution spatiale de la caméra, en associant des détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe à un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire.

Ce chapitre est structuré en trois parties. **La première partie** justifie l'utilisation de détecteurs semi-conducteurs CdZnTe, et notamment les détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe, en mettant en évidence leurs avantages par rapport aux modules de détection à base de scintillateur. **La deuxième partie** présente les collimateurs utilisés dans les gamma caméras à base de CdZnTe existantes (prototypes ou produits commerciaux) et l'intérêt de ces détecteurs sur des collimateurs classiques. Cette présentation permet de mettre en évidence l'intérêt d'une association des détecteurs CdZnTe à ces collimateurs. Enfin, **la troisième partie** présente en détail l'architecture HiSens.

Afin d'améliorer les performances des gamma caméras d'Anger, les futures gamma caméras doivent être constituées d'un nouveau module de détection et d'une nouvelle géométrie de collimateur. Rappelons que le module de détection doit offrir :

- une bonne résolution en énergie;
- un bon pouvoir d'arrêt du détecteur ;
- un fort taux de comptage ;
- un fonctionnement à température ambiante ;
- une grande surface de détection ;
- une bonne résolution spatiale intrinsèque ;

et le collimateur associé au module de détection doit permettre d'obtenir :

- une bonne résolution spatiale de la caméra ;
- une bonne efficacité de la caméra ;
- un large champ de vue ;
- une homogénéité de la résolution spatiale et de l'efficacité sur tout le champ de vue.

I Sélection du module de détection

Les futures gamma caméras devront être constituées d'un module de détection autre que celui des caméras d'Anger, car il limite leurs performances. Deux nouveaux types de module de détection ont été distingués : les modules à base de scintillateur et les modules à base de semi-conducteur. Nous les présentons dans les paragraphes suivants, en mettant en évidence leurs avantages et leurs inconvénients respectifs.

I.A Les modules à base de scintillateur

I.A.1 Les nouveaux modules à base de scintillateur NaI(Tl)

De nouveaux modules à base de scintillateur NaI(Tl) permettent d'améliorer la résolution en énergie et la résolution spatiale intrinsèque. En particulier, la technologie des tubes

photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT) a permis d'améliorer la qualité de localisation des photons dans le détecteur scintillateur. Ces PSPMT peuvent être remplacés, par exemple, par des photodiodes à avalanche ou des photomultiplicateurs silicium. Ces photodétecteurs peuvent aussi être associés à des fibres optiques, au lieu des guides de lumière habituels. Nous présentons ici succinctement le mode de fonctionnement de ces différents photodétecteurs ainsi que leurs performances en terme de gain et de rendement quantique.

a) Les tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT)

Les tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT pour Position Sensitive PhotoMultiplier Tube en anglais) ont été associés aux scintillateurs NaI(Tl), CsI(Tl) ou CsI(Na) [Pani, et al., 1997] [Levin, et al., 1996] [Giokaris, et al., 1996] [Tamda, et al., 2006]. Les PSPMTs sont plus petits que les PMTs classiques, permettant de limiter les zones mortes entre les PMTs et de disposer d'une résolution spatiale supérieure à celle que l'on obtient avec un PMT, tout en maintenant un fort gain (de l'ordre de 10^6) et le même rendement quantique (de l'ordre de 25%). Ces PSPMT sont généralement associés à des scintillateurs pixellisés, pour tirer profit de leur bonne résolution spatiale.

Cependant, certaines études, en particulier sur la scintimammographie [Tamda, et al., 2006] ont montré que les PSPMTs peuvent dégrader la linéarité spatiale, à cause d'inhomogénéité des photocathodes des PSPMTs, et dégrader la résolution en énergie, à cause des zones mortes persistantes entre les PSPMTs.

b) Les photodiodes à avalanche (APD)

Les photodiodes à avalanche (APD pour Avalanche PhotoDiode en anglais) [Shah, et al., 2002] [Moszynski, et al., 2001] sont une alternative aux PMTs. Elles assurent, comme les PMTs, la conversion des photons lumineux, émis par un scintillateur, en électrons. Il s'agit de diodes semi-conductrices dans lesquelles un rayonnement lumineux incident donne naissance à des porteurs de charges électriques ionisant à leur tour la diode semi-conductrice sous l'action d'un champ électrique intense. Les APD présentent un rendement quantique bien supérieur aux PMTs, de l'ordre de 65%. En revanche, ils présentent un gain inférieur aux PMTs, de l'ordre de 10^{2-3} , et ce gain fluctue avec la température et la tension de polarisation.

A titre d'exemple, en scintimammographie, [Tornai, et al., 1997] ont étudié les APD à base de HgI₂. Ces APD ne peuvent cependant pas être associés au scintillateur NaI(Tl), car l'énergie d'émission des photons lumineux de NaI(Tl) (longueur d'onde d'émission 410 nm) n'est pas adaptée à l'énergie d'absorption des HgI₂-APD (longueur d'onde d'absorption 560 nm). Ils permettent cependant un couplage avec le cristal de CsI(Tl) (longueur d'onde d'émission 530 nm) [Moszynski, et al., 2001] [Shah, et al., 2002].

c) Les photomultiplicateurs silicium (SiPM)

Le Photomultiplicateur Silicium (SiPM pour silicon photomultiplier en anglais) [Buzhan, et al., 2003] est constitué par un grand nombre de micro-pixels (typiquement une taille entre 20-30 μm) de silicium indépendants, fonctionnant en mode Geiger. Le rendement quantique du SiPM est inférieur à celle des PMTs classiques, de l'ordre de 12%, mais le gain est équivalent, de l'ordre de 10^6 . De plus, la fluctuation de gain, en fonction de la température ou de la tension de polarisation, est 7 fois moins sensible qu'un APD.

Les SiPM sont des photodétecteurs récents, et ils n'ont pas été encore caractérisés pour nos applications en imagerie gamma.

Une comparaison des performances en terme de rendement quantique et de gain des photodétecteurs est présentée dans la Tableau IV-16. Ce tableau permet de mettre en évidence la difficulté de disposer de photomultiplicateurs à la fois performants en terme de rendement quantique et de gain.

	PMTs	PSPMTs	APD	SiPM
couplage avec le scintillateur	NaI(Tl)	NaI(Tl)	CsI(Tl)	-
rendement quantique	25%	25%	65%	12%
gain	10^6	10^6	10^{2-3}	10^6
compacité	volumineux	peu volumineux	très peu volumineux	très peu volumineux

Tableau IV-16 : Comparaison des photomultiplicateurs pour l'imagerie gamma.

d) Les fibres optiques couplées aux photomultiplicateurs

Des fibres optiques peuvent désormais assurer le couplage entre le cristal scintillant NaI(Tl) et les photomultiplicateurs, remplaçant alors le guide de lumière classique en verre. Les fibres optiques sont placées orthogonalement au cristal et reliées chacune aux photomultiplicateurs. Elles permettent de réduire la diffusion de la lumière et ainsi d'offrir une meilleure localisation spatiale de la lumière, donc d'améliorer la résolution spatiale intrinsèque du système de détection. Dans la configuration géométrique de [Yamamoto, et al., 2006], la résolution spatiale moyenne obtenue avec les fibres optiques est de 0,98 mm contre 1,48 mm avec le verre à 122 keV (^{57}Co).

I.A.2 Les nouveaux cristaux scintillants inorganiques

De nouveaux cristaux scintillants inorganiques sont étudiés dans le but d'améliorer la résolution en énergie et la résolution spatiale intrinsèque du système de détection. Un cristal scintillant idéal pour les applications médicales doit être dense, rapide, doit posséder une bonne réponse lumineuse et émettre des photons optiques de longueur d'onde adaptée à la photocathode du tube photomultiplicateur ou à la photodiode à avalanche associée. De nombreux cristaux sont étudiés pour les applications médicales, les plus prometteurs sont probablement le scintillateur **YSO**, **YAP:Ce** ou encore le **LaBr₃:Ce**.

- **YSO** ($\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ ou $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Tb}$) [Dahlbom, et al., 1997]. Ce scintillateur possède un temps de décroissance de 70 ns et un rendement lumineux de 120, alors que ces mêmes paramètres sont respectivement de 230 ns et 100 (référence) pour NaI(Tl). Il est donc plus rapide et possède un rendement quantique plus élevé. Il est également plus dense (masse volumique de $4,54 \text{ g/cm}^3$) que NaI(Tl) (masse volumique de $3,67 \text{ g/cm}^3$). Le scintillateur YSO peut donc permettre une plus grande capacité de comptage. En revanche, la résolution en énergie du YSO est autour de 13% à 140 keV, donc du même ordre de grandeur que celle du NaI(Tl).

- **YAP** (YAP:Ce ou $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$) [Barone, et al., 1995] [Baccaro, et al., 1995] [De Notaristefani, et al., 1996]. Ce scintillateur est utilisé pour des gamma caméras à petit champ de vue, donc pour l'imagerie du petit animal. Il est très dense (masse volumique de $5,37 \text{ g/cm}^3$), mais également rapide avec un temps de décroissance de 25 ns. Ses propriétés

mécaniques permettent d'obtenir des pixels de cristaux de très petite dimension (résolution spatiale intrinsèque de 0,1 mm). Par contre, sa réponse lumineuse est moitié moindre que celle de NaI(Tl) (son rendement lumineux est autour de 40 par rapport au NaI(Tl)). De plus, il ne possède qu'une résolution en énergie autour de 15% à 140 keV.

- **LaBr₃:Ce** (5% Ce) [Pani, et al., 2005] [Budden, et al., 2006] [Iltis, et al., 2006] (Saint Gobain Crystals, 2007, internet@IV-26). Le scintillateur LaBr₃:Ce est très dense (masse volumique de 5,29 g/cm³) : 5 mm de LaBr₃ suffisent pour atténuer 80% de photons à 140 keV. Il est également très rapide avec un temps de décroissance de 26 ns, et sa réponse lumineuse est de 165 par rapport au NaI(Tl). De plus, ce cristal permet d'avoir une très bonne résolution spatiale intrinsèque (de l'ordre 0,9 mm) et une résolution en énergie de 6,6% à 140 keV. Actuellement, des détecteurs de dimension 76 x 76 x 5 mm³ sont réalisés. Le spectre en énergie à 122 keV est comparé à celui du NaI(Tl) (Figure IV-43). Les deux désavantages de ce scintillateur sont les suivants :

- le lanthane (La) est un radio-isotope naturel, qui crée une activité de fond permanente, posant problème à bas taux de comptage et le baryum (Ba) émet des rayons X à 35 keV (pic sur le spectre en énergie) ;
- LaBr₃:Ce est fortement hygroscopique, nécessitant une encapsulation étanche du matériau.

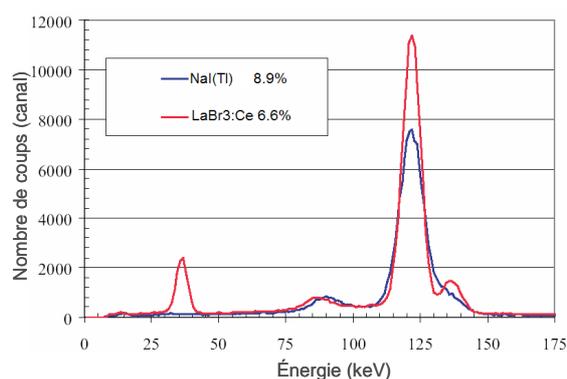


Figure IV-43 : Spectre en énergie à 122 keV (⁵⁷Co) avec le scintillateur NaI(Tl) et LaBr₃:Ce (Saint Gobain Crystals, 2007).

L'ensemble des performances des scintillateurs **YSO**, **YAP:Ce** et **LaBr₃:Ce** a été synthétisé dans le Tableau IV-17.

Scintillateur	NaI(Tl)	YSO	YAP	LaBr ₃ :Ce
Masse volumique (g/cm ³)	3,67	4,54	5,37	5,29
Constante de décroissance (ns)	230	70	25	26
Longueur d'onde d'émission (nm)	410	420	370	356
Indice de réfraction	1,85	1,8	1,94	1,88
Luminosité relative au NaI(Tl)	100	120	40	165
Résolution en énergie (à 140 keV)	10%	13%	15%	6,6%
Hygroscopie	oui	non	non	oui

Tableau IV-17 : Propriétés des nouveaux scintillateurs inorganiques : YSO, YAP et LaBr₃:Ce.

Les atouts de ces scintillateurs : ils possèdent plusieurs propriétés qui font d'eux d'excellents milieux de détection pour les photons gamma. Ils possèdent une masse

volumique élevée, leur permettant d'avoir une bonne efficacité de détection des rayonnements indirectement ionisants tels que les rayons gamma aux énergies utilisées en médecine nucléaire. De plus, ils possèdent un temps de décroissance inférieur à 100 ns. Ils s'agit alors de matériaux rapides, capables d'effectuer des taux de comptage plus élevés que le scintillateur NaI(Tl). Enfin, ces scintillateurs permettent de disposer de résolution spatiale intrinsèque inférieure à celle du scintillateur NaI(Tl) classique.

Les limites de ces scintillateurs : ils sont caractérisés par une résolution en énergie toujours élevée (13% pour le YSO ; 15% pour le YAP :Ce à 140 keV) ou moyenne (6,6% pour le LaBr₃:Ce à 140 keV). Cette limitation est inhérente au principe de conversion indirecte des photons en électrons (une conversion des photons gamma en lumière puis une conversion de cette lumière en signal électrique). C'est cette double conversion qui génère une fluctuation statistique importante, donc du bruit sur le nombre de charges créées, donc sur la mesure de l'énergie. Ce bruit affecte alors la résolution en énergie du système de détection. De plus, il est nécessaire de coupler ces scintillateurs à des photodétecteurs. Un couplage aux PMTs limite le système en terme de compacité, mais permet de disposer d'un bon rendement quantique et d'un fort gain. Les PSPMTs permettent quant à eux de rendre le système plus compact pour des performances sensiblement équivalentes. En revanche, les APD, de part leur longueur d'absorption différente de la longueur d'émission des nouveaux scintillateurs, ne sont donc pas adaptés. Et les SiPM sont des photodétecteurs récents, non suffisamment aboutis aujourd'hui pour nos applications.

I.B Les systèmes à base de semi-conducteur

I.B.1 Etude des avantages des semi-conducteurs

Le système de détection à base de semi-conducteur permet une conversion directe des photons gamma en électrons, contrairement au système de détection à base de scintillateur qui repose sur une conversion indirecte. Cette conversion directe des photons permet d'obtenir :

- une **meilleure résolution en énergie**. En effet, l'unique étape de conversion génère moins de fluctuation statistique que les deux étapes de conversion du scintillateur et des photomultiplicateurs, car le nombre de charges créées par les semi-conducteurs est plus important que le nombre de charges créées par la photocathode d'un PMT, attaché à un scintillateur. Par exemple, un photon de 122 keV qui interagit dans le module de détection NaI(Tl) produit environ 1500 photoélectrons, contre 27500 paires de charges (électron-trou) avec le CdTe et 26300 paires de charges avec le CdZnTe (il faut environ 4,43 eV et 4,64 eV pour créer respectivement une paire de charges dans le CdTe et le CdZnTe). Cela présente l'avantage de réduire le bruit statistique, donc l'incertitude sur la mesure de l'énergie et donc d'améliorer la résolution en énergie.

- une **meilleure résolution spatiale intrinsèque**, tout en maintenant l'efficacité de détection. En effet, le champ électrique appliqué entre les électrodes du semi-conducteur permet d'orienter le déplacement des porteurs de charge dans une direction, améliorant ainsi la qualité de localisation des photons, contrairement au scintillateur, où l'émission lumineuse est isotrope et se disperse jusqu'à atteindre le guide de lumière et les photomultiplicateurs. Cette résolution spatiale intrinsèque est donc indépendante de l'épaisseur du semi-conducteur.

Les semi-conducteurs sont de ce fait privilégiés par rapport aux scintillateurs, et notamment les semi-conducteurs CdTe et CdZnTe. De plus, ils satisfont les critères requis pour une utilisation en imagerie gamma. Ce point a été détaillé dans le chapitre II. Ils sont, par conséquent, de plus en plus utilisés pour les applications en médecine nucléaire [Barber, et al.,

1999] [Scheiber, et al., 2000] [Scheiber, et al., 2001] [Darambara, et al., 2002] [Eisen, et al., 2004]. Ces détecteurs sont étudiés au sein du laboratoire (CEA/LETI/LDET) depuis 1990. Nous présentons dans le paragraphe suivant les performances de ces détecteurs, en terme de résolution en énergie et d'efficacité de détection.

I.B.2 Les performances des semi-conducteurs CdTe et CdZnTe

Comme nous l'avons déjà mentionné, lorsqu'un photon interagit avec le semi-conducteur, des paires électron-trou sont créées en nombre proportionnel au dépôt d'énergie. A cause de la mauvaise collecte des trous (cf chapitre II), la charge induite sur les électrodes est uniquement due aux électrons. Elle est d'une part proportionnelle à l'énergie du photon incident, et d'autre part dépendante à la durée de transit des électrons entre leur point de création et l'électrode, donc à leur longueur de parcours. La charge induite est par conséquent directement reliée à la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur.

Cette corrélation est étroitement liée aux propriétés intrinsèques du matériau (résistivité, mobilité et durée de vie des porteurs de charge) et à la géométrie du détecteur (surface de la cathode, surface des anodes, distance entre les anodes et épaisseur du détecteur). Elle est, par conséquent, différente avec les détecteurs planaires et les détecteurs monolithiques pixellisés, dont la distinction physique a été développée dans le chapitre II.

a) Les détecteurs planaires

Lors d'une acquisition, l'ensemble des charges induites mesurées est rangé dans un histogramme : le spectre en énergie (nombre coups en fonction de la charge induite, proportionnelle à l'énergie). Pour un détecteur planaire CdZnTe, la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction va induire une **traînée** sur le spectre en énergie (élargissement du spectre en énergie) (Figure IV-44). En effet, les électrons créés près de la cathode (position 3), vont induire un signal d'amplitude plus grande qu'un électron créé plus proche de l'anode (position 1). La mesure de l'énergie si l'interaction a lieu en position 3 est plus grande que celle en position 1. La répartition sur le spectre en énergie des interactions à différentes profondeurs dans le semi-conducteur crée une traînée à gauche du pic en énergie. Cette traînée dégrade :

- la résolution en énergie : il s'agit de la largeur à mi-hauteur du pic en énergie. Elle est large à cause de la traînée à gauche du pic en énergie.
- l'efficacité de détection : il s'agit du nombre de photons comptabilisés dans la fenêtre en énergie (de largeur égale à deux fois la largeur à mi-hauteur du pic en énergie). Cette fenêtre exclut alors les photons qui ont interagi près de l'anode.

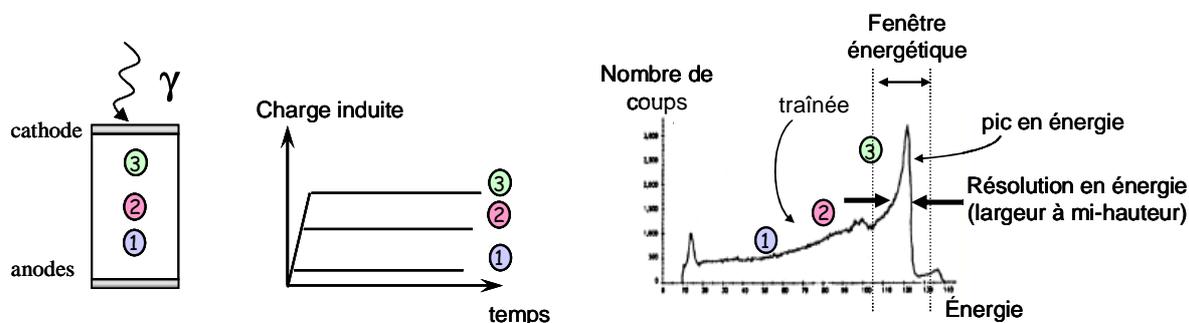


Figure IV-44 : Charge induite selon la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur et spectre en énergie d'un détecteur planaire.

Une solution pour limiter cette traînée, donc la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction du photon est de corriger la mesure de manière électronique, en utilisant l'information de profondeur d'interaction. Cette correction électronique est réalisée avec la mesure du temps de montée du signal des anodes [Richter, et al., 1992] [Lebrun, et al., 1996] [Verger, et al., 1996].

Le temps de montée du signal de l'anode est la durée pendant laquelle un courant est induit sur l'anode. Il s'agit donc de la durée de transit des charges entre leur point de création et l'anode. Si le champ électrique est homogène dans le détecteur, ce temps de montée est directement proportionnel à la profondeur d'interaction. Cette prise en compte de la profondeur d'interaction permet de construire un spectre bi-paramétrique avec en ordonnée, une information proportionnelle à la profondeur d'interaction (temps de transit des électrons du signal anode), et en abscisse, une information proportionnelle à l'énergie du photon incident (l'amplitude du signal mesurée à l'anode).

La corrélation entre ces deux paramètres permet de corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction ainsi que les informations sur le spectre énergétique conventionnel (Figure IV-45). Cela permet d'améliorer la résolution en énergie (passage de 5% à 2%) et d'augmenter l'efficacité (passage de 20% à 85 %) du détecteur planaire (Tableau IV-18).

En pratique, la correction se réalise de la manière suivante : sur le spectre bi-paramétrique brut, on relève pour chaque temps de montée l'énergie (énergie mesurée : E_m) du maximum de coup (« suivi du maximum »). En réalité, cette énergie devrait correspondre à l'énergie incidente (122 keV du ^{57}Co) (énergie incidente : E_i). La correction du spectre bi-paramétrique peut alors se réaliser par une translation des informations, d'une valeur de $E_i - E_m$. Le spectre bi-paramétrique est dit alors corrigé.

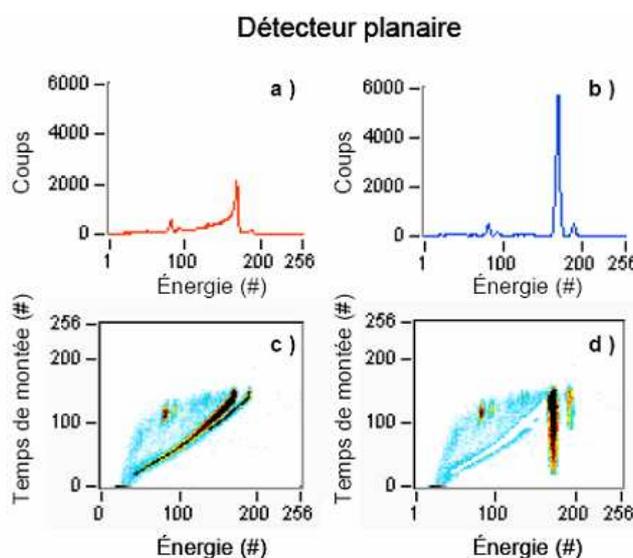


Figure IV-45 : Spectre ^{57}Co pour un détecteur HPBM CdZnTe planaire de $4 \times 4 \times 6 \text{ mm}^3$. Correction bi-paramétrique avec le temps de montée anode. Spectres en énergies bruts (a) et corrigés (b) et spectres bi-paramétriques bruts (c) et corrigés (d). [Gros d'Aillon, 2005].

b) Les détecteurs monolithiques pixellisés

Une autre solution pour s'affranchir de l'influence de la profondeur d'interaction sur la charge induite a été proposée par [Barrett, et al., 1995], qui a démontré que l'on pouvait s'affranchir partiellement de la mauvaise collecte des trous des détecteurs planaires en pixellisant l'anode, et en choisissant correctement la taille des pixels.

En effet, le fait de disposer plusieurs anodes sur une face du détecteur fait apparaître un nouvel effet sur la collection des charges. Il s'agit de **l'effet pixel** [Gros d'Aillon, 2005]. Cet effet pixel permet de s'affranchir partiellement de la mauvaise collecte des trous. Il dépend directement du rapport entre le pas des pixels et l'épaisseur du détecteur. Si ce rapport est grand, on se rapproche du détecteur planaire et l'effet pixel est négligeable. En revanche, si ce rapport est petit, une part importante des charges induites est perdue à cause du piégeage des électrons et entraîne une perte d'information. La Figure IV-46 schématise l'effet pixel pour un détecteur monolithique pixellisé. Un électron créé du côté de la cathode induit une charge sur l'ensemble des électrodes, comme pour un détecteur planaire (courbe noire). Quand il se rapproche des anodes, la charge sur l'anode collectante (courbe rouge) augmente pendant que celle sur les anodes non collectantes (en bleu) diminue. A la fin du trajet de l'électron, toute sa charge est induite sur l'anode collectante pendant que la charge des autres anodes revient à zéro. Si la taille du pixel est $S = e \times e$, tout se passe comme si la dérive d'un électron n'induisait un signal qu'à partir d'une distance e du pixel. Un électron créé près des anodes et qui se rapproche de l'anode collectante s'éloigne (du point de vue électrostatique) des autres anodes. La charge induite sur les anodes voisines est négative. La somme des charges induites (en noir) reste la même que pour un détecteur planaire mais la charge induite sur l'anode collectante est plus importante que pour un détecteur planaire. Le courant induit sur l'anode collectante montre un pic près de la fin de la dérive. Le détecteur étant irradié du côté de la cathode, une grande partie des photons induit la même charge. Ainsi, dans le cas de petits pixels, la charge induite est moins dépendante de la position d'interaction qu'avec des grands pixels.

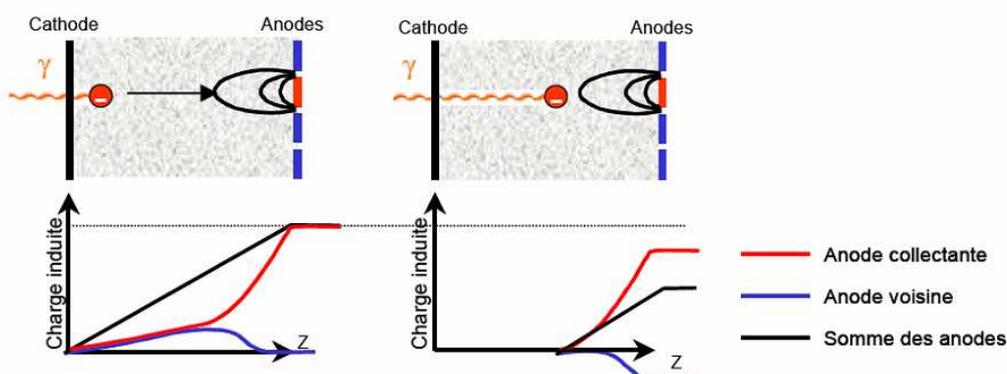


Figure IV-46 : L'effet pixel. Charge induite sur l'anode collectante (en rouge), une anode voisine (en bleu) et somme des signaux des anodes (en noir) pour deux profondeurs d'interaction : proche de la cathode (à gauche) et au milieu du détecteur (à droite) [Gros d'Aillon, 2005].

Le fait que la charge induite dépende moins de la position d'interaction, se traduit directement sur le spectre en énergie : la traînée est moins importante pour les détecteurs monolithiques pixellisés (Figure IV-47) que pour les détecteurs planaires (Figure IV-44).

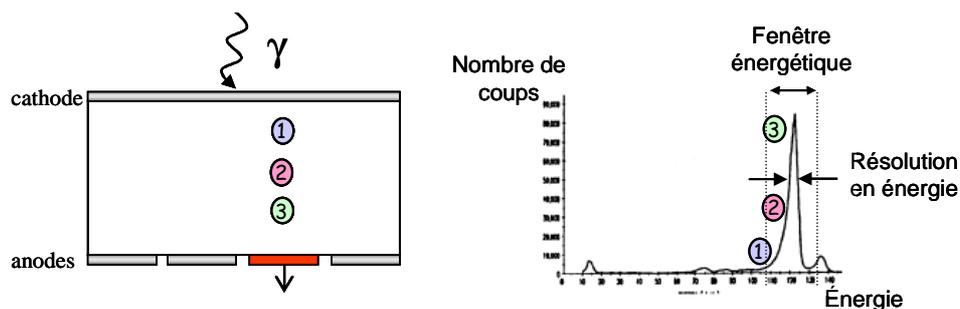


Figure IV-47 : Spectre en énergie d'un détecteur monolithique pixellisé.

Cette **traînée** peut être corrigée électroniquement avec le signal anode, en mesurant le temps de montée du signal (comme dans le cas des détecteurs planaires), mais également avec le signal issu de la cathode, en mesurant le temps de montée et/ou l'amplitude du signal [Shor, et al., 2001]. La profondeur d'interaction dans le détecteur peut alors être évaluée :

- par le temps de montée du signal de l'anode ou de la cathode.
- par le rapport des amplitudes du signal cathode sur anode. En effet, l'amplitude du signal issu de la cathode est proportionnelle à l'énergie du photon incident et à la profondeur d'interaction. De plus, l'amplitude du signal issu de l'anode est aussi proportionnelle à l'énergie du photon incident, en revanche sa dépendance à la profondeur d'interaction est plus complexe. Mais le rapport des amplitudes cathode sur anode est proportionnel à la profondeur d'interaction.

Différents spectres bi-paramétriques (Figure IV-48) peuvent ainsi être tracés. Ces spectres représentent :

- le temps de montée anode en fonction de l'amplitude anode ;
- le temps de montée cathode en fonction de l'amplitude cathode ;
- le rapport des amplitudes cathode sur anode en fonction de l'amplitude anode ;
- la somme des temps de montée cathode et anode en fonction de l'amplitude anode ;
- l'amplitude cathode en fonction de l'amplitude anode.

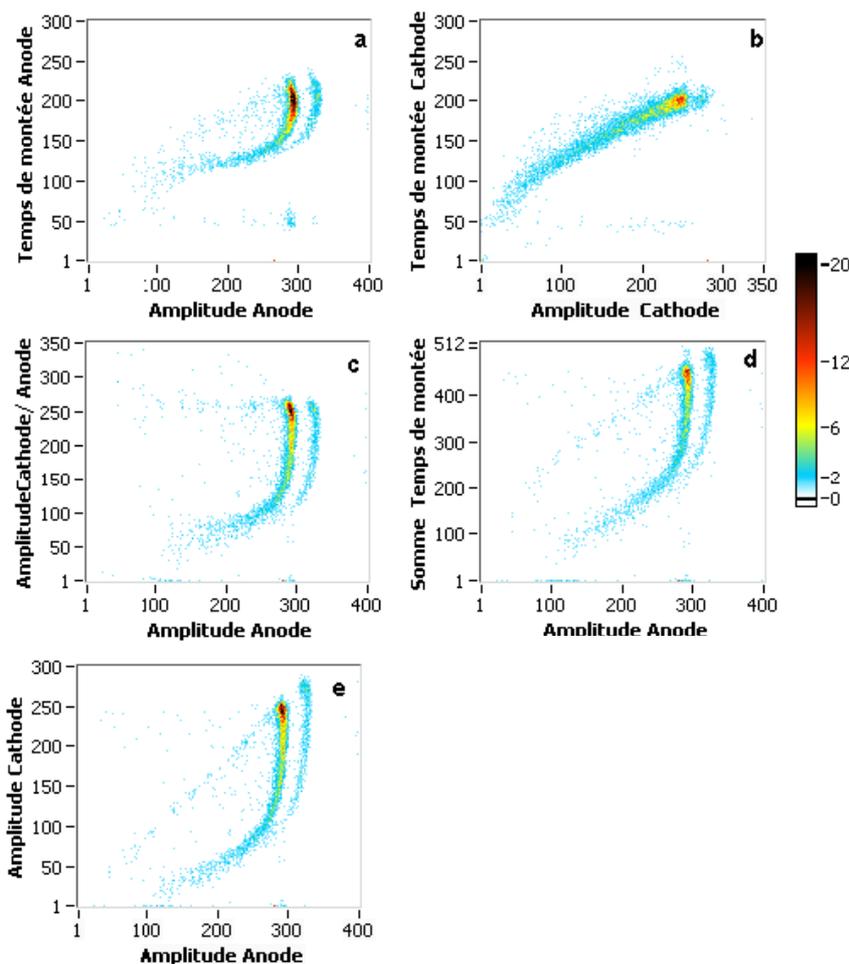


Figure IV-48 : Les spectres bi-paramétriques mesurés avec une source ponctuelle ^{57}Co collimatée au dessus de l'anode d'étude : temps de montée anode vs amplitude anode (a), temps de montée cathode vs amplitude cathode (b), rapport amplitude cathode/anode vs amplitude anode (c), somme des temps de montée cathode et anode vs amplitude anode (d), amplitude cathode vs amplitude anode (e). [Gros d'Aillon, 2005].

Si toutes ces mesures donnent accès à la profondeur d'interaction dans le détecteur, elles ne sont pas pour autant équivalentes :

- à cause de la plus grande surface de la cathode, le signal cathode est plus bruyant que le signal anode. De plus, la mesure du signal cathode ne se fait pas sur la même face que la mesure du signal anode et peut donc entraîner des problèmes d'accès à cette information, d'autant plus si l'on réalise une juxtaposition de détecteurs monolithiques pour réaliser une gamma caméra.

- la qualité de la mesure du temps de montée à l'anode dépend de la tension appliquée entre les électrodes. Elle dépend aussi du pas des pixels. En effet, le début de l'impulsion est un peu masqué à cause de l'effet pixel entraînant une incertitude sur la mesure de la durée de la migration des électrons. Cette mesure du temps de montée à l'anode se dégrade quand le pas des pixels diminue. En revanche, avec le signal cathode, la mesure de la profondeur d'interaction est indépendante du pas des pixels. De plus, a priori, la somme des temps de montée des signaux issus de l'anode et de la cathode doit être moins bruyante que l'utilisation d'un seul temps car la somme des bruits est quadratique.

La meilleure méthode pour mesurer la profondeur d'interaction, pour une géométrie donnée, dépend également du matériau. Par exemple [Gros d'Aillon, 2005] :

- pour les détecteurs THM de Acrorad, la correction avec le temps de montée anode montre de meilleurs résultats, à cause du fort bruit sur la cathode ;
- pour les détecteurs HPBM de Saint-Gobain Crystal, les corrections avec la cathode montrent des résultats légèrement meilleurs qu'avec les anodes ;
- pour les détecteurs VBM de Yinnel Tech., la correction avec l'amplitude du signal cathode fonctionne mieux que les autres, car le bruit sur le signal cathode est faible.

Deux exemples de correction bi-paramétrique utilisant le temps de montée du signal anode sont présentés Figure IV-49, pour le détecteur planaire et le détecteur monolithique pixellisé. Les deux spectres en énergie (a et a') possèdent une traînée due à la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction. Cette traînée est réduite pour le détecteur monolithique grâce à l'effet pixel, mais elle existe toujours. La forme du spectre bi-paramétrique (c et c') montre la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction selon la géométrie du détecteur. Dans les deux cas, cette corrélation est utilisée pour corriger le signal mesuré (d et d') et obtenir un spectre conventionnel avec une bonne résolution en énergie et une bonne efficacité (b et b').

Le Tableau IV-18 permet de résumer les récentes performances obtenues au sein du laboratoire LDET sur les détecteurs monolithiques pixellisés : gain en résolution en énergie (passage de 3% à 2%) et en efficacité (passage de 45% à 85%). De plus, aujourd'hui, les détecteurs monolithiques pixellisés permettent d'avoir un fort taux de comptage, de l'ordre de 50 000 coups.s⁻¹ et par voie électronique (donc par pixel anodique).

	détecteur planaire		détecteur monolithique pixellisé	
	sans correction bi-paramétrique	avec correction bi-paramétrique	sans correction bi-paramétrique	avec correction bi-paramétrique
Résolution en énergie	5%	2%	3%	2%
Efficacité	20%	85%	45%	85%

Tableau IV-18 : Les performances à température ambiante des détecteurs planaires et monolithiques pixellisés sans et avec correction bi-paramétrique obtenues au sein du laboratoire LDET.

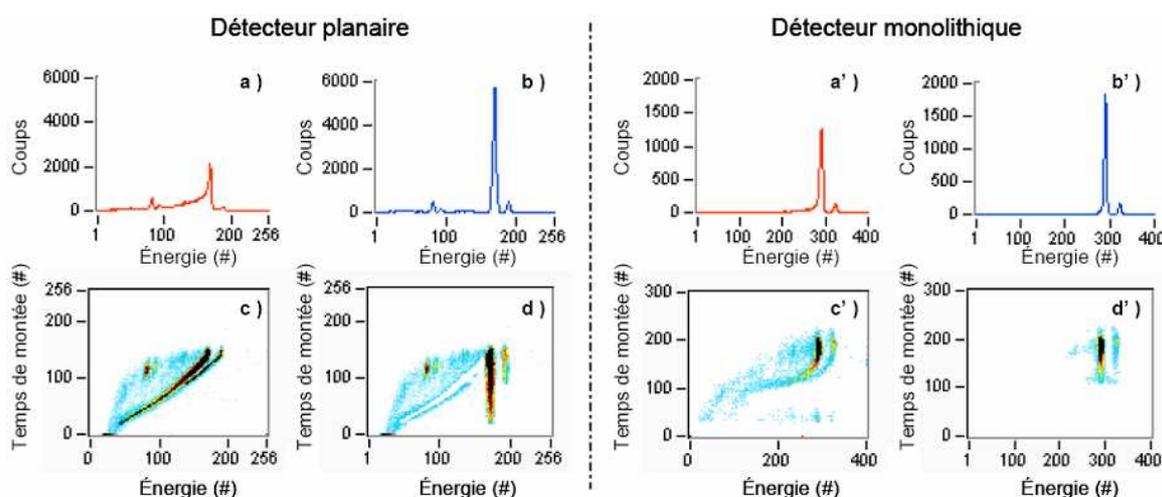


Figure IV-49 : Spectre ⁵⁷Co pour les détecteurs HPBM CdZnTe planaire de 4 x 4 x 6 mm³ et monolithique 10 x 10 x 5 mm³ avec des anodes au pas de 2,5 mm. Correction bi-paramétrique avec le temps de montée anode. Spectres en énergies bruts (a et a') et corrigés (b et b'), spectres bi-paramétriques bruts (c et c') et corrigés (d et d') [Gros d'Aillon, 2005].

Notons que les détecteurs monolithiques pixellisés présentent une traînée résiduelle sur le spectre en énergie après correction de la dépendance de la charge induite avec la profondeur d'interaction. Le mécanisme responsable de cette traînée résiduelle est appelé le **partage de charges**. Il s'agit d'un partage du nuage électronique entre plusieurs anodes du détecteur (Figure IV-50). Ce partage de charges réduit l'efficacité des détecteurs suite à une répartition du signal sur deux pixels. Les événements ainsi partagés se répartissent sur toutes les énergies du spectre conventionnel, et ne sont pas comptabilisés dans la fenêtre énergétique. Il s'agit d'une perte d'information. Ce mécanisme de partage de charges est d'autant plus important que le pas des pixels est petit (la proportion d'évènements partagés est inversement proportionnelle au pas des pixels détecteurs [Gros d'Aillon, et al., 2006]), que le détecteur est épais (à cause de la diffusion des électrons), et que le champ électrique est faible. Enfin, notons que ce partage de charges dépend de l'état de surface de la face anodique du détecteur CdZnTe, donc de la conductivité de surface de l'anode. Suivant le constructeur et sa maîtrise de réalisation des états de surface de la face anodique, la proportion de partage de charges peut donc varier. Selon [Petrillo, et al., 2004], le partage de charges peut représenter jusqu'à 10% d'informations non traitées à 140 keV.

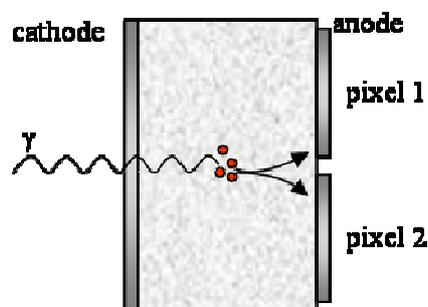


Figure IV-50 : Schéma traduisant le phénomène de partage de charges entre deux pixels voisins.

Pour résoudre ce problème de partage de charges, une solution a priori est d'utiliser un espace interpixel suffisamment petit pour qu'il n'y ait pas de pertes de charges. Cependant cette solution a des limites, car dans ce cas, la capacité inter-anode devient alors très importante et le bruit électronique dégrade les performances du détecteur [Gros d'Aillon, 2005].

Une autre solution pour limiter ce partage de charges est de masquer cette région par un collimateur de dimensionnement adapté. Ce point sera détaillé dans le paragraphe II.A.2c).

Précisons que la correction du spectre bi-paramétrique des détecteurs planaires ou monolithiques se réalise selon la même procédé, qui a été succinctement détaillé ci-dessus. En pratique, cette correction est généralement effectuée lors d'une étude spectrométrique. Cependant, elle n'est pas systématique car toute l'information est contenue dans le spectre bi-paramétrique brut. En absence de correction, une fenêtre d'acceptation 2D est utilisée : il s'agit d'une fenêtre de largeur égale à deux fois la résolution en énergie par exemple, autour du « suivi du maximum ». C'est ainsi que sera traité l'ensemble des spectres bi-paramétriques dans l'architecture HiSens (voir chapitre V, Figure V-103).

I.B.3 Conclusion

Les performances en terme d'efficacité des détecteurs planaires ou monolithiques satisfont les critères de sélection pour une utilisation en imagerie gamma. La résolution en énergie est de l'ordre de 2% et l'efficacité de détection est de 85% à 122 keV (valeur sensiblement équivalente à 140 keV). Les détecteurs monolithiques présentent l'avantage d'être de dimension plus grande que les détecteurs planaires. Ils sont donc privilégiés pour réaliser une gamma caméra à grande surface de détection par juxtaposition de détecteurs. De plus, les détecteurs monolithiques permettent d'atteindre une faible résolution spatiale intrinsèque (égale au pas des pixels) et un fort taux de comptage. Le problème de partage de charges des détecteurs monolithiques peut quant à lui être masqué par un collimateur de dimensionnement adapté, comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre.

Ainsi, les détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe vont nous permettre de réaliser une nouvelle gamma caméra. Jusqu'à présent, l'information sur la profondeur d'interaction n'est utilisée que lors de l'étude bi-paramétrique pour améliorer la résolution en énergie et l'efficacité des détecteurs. Désormais, cette information sur la profondeur d'interaction peut être, en plus, utilisée pour améliorer la qualité de image (en terme de résolution spatiale et d'efficacité), en autorisant l'utilisation de nouveaux types ou de nouvelles géométries de collimateurs. La ou les manières dont est utilisée l'information sur la profondeur d'interaction avec ces collimateurs est détaillée dans paragraphe II.B de ce chapitre.

Par conséquent, les détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe fournissent une information 3D sur la position d'interaction des photons :

- les pixels détecteurs fournissent l'information selon les axes X et Y. La précision spatiale sur les axes X ou Y est égale au pas des pixels détecteurs.
- la profondeur d'interaction fournit une information selon l'axe Z. Mais, à ce stade, la précision spatiale sur l'axe Z n'est pas connue. La précision de la mesure spatiale sur l'axe Z fait donc l'objet du paragraphe suivant.

I.C Etude de la profondeur d'interaction du détecteur monolithique pixellisé CdZnTe

Pour pouvoir utiliser correctement l'information sur la profondeur d'interaction, il est nécessaire de connaître la précision de la mesure de cette profondeur d'interaction. Un des premiers objectifs a donc été de l'évaluer.

L'évaluation de la précision de mesure de la profondeur d'interaction a été réalisée sur un détecteur CdZnTe disposant de pixels de pas de 1,6 mm et de côté de 1,4 mm. Cette évaluation a été menée par **simulation** puis **expérimentalement** sur un banc test au laboratoire.

En simulation, nous avons évalué la mesure de la profondeur d'interaction avec l'amplitude du signal cathode, car [Gros d'Aillon, 2005] a démontré que pour ce type de détecteur, les corrections spectrométriques avec le signal de la cathode montraient des résultats légèrement meilleurs qu'avec le signal anode.

Cependant, expérimentalement, la mesure de la profondeur d'interaction a été évaluée avec le temps de montée du signal de l'anode. Cette mesure avec le signal de l'anode permet d'effectuer l'ensemble des mesures sur la même face du détecteur, sans problème d'aboutage

de détecteurs. On cherche donc à savoir si la précision de mesure avec le signal anode est équivalente à celle avec le signal cathode.

I.C.1 Précision de mesures de la profondeur d'interaction par simulation

La précision de la mesure de la profondeur d'interaction avec l'amplitude du signal cathode a été réalisée à l'aide du logiciel TASMANIA (Transport Acceleration by Streamline Mapping And Noise Influence Assessment en anglais). Ce logiciel a été développé au CEA-LETI par G. Montémont.

En quelques mots, TASMANIA évalue les signaux d'induction de charges dus à la migration et à la diffusion des porteurs dans le semi-conducteur, à partir des équations de transport des charges [Picone, 2002] [Mathy, et al., 2004] [Gros d'Aillon, 2005] [Montémont, et al., 2007]. Ensuite, TASMANIA modélise l'électronique (préamplificateur, amplificateur...) par différents filtrages et par un traitement du signal, afin de fournir des spectres bi-paramétriques.

Le détecteur simulé est un détecteur monolithique pixellisé CdZnTe. La tension appliquée entre les électrodes est de 700 volts. Les simulations ont été réalisées à 122 keV, pour pouvoir être comparées aux résultats expérimentaux utilisant le ^{57}Co . La mesure de l'amplitude du signal de la cathode permet de connaître la relation linéaire entre cette amplitude et la profondeur d'interaction (Figure IV-51).

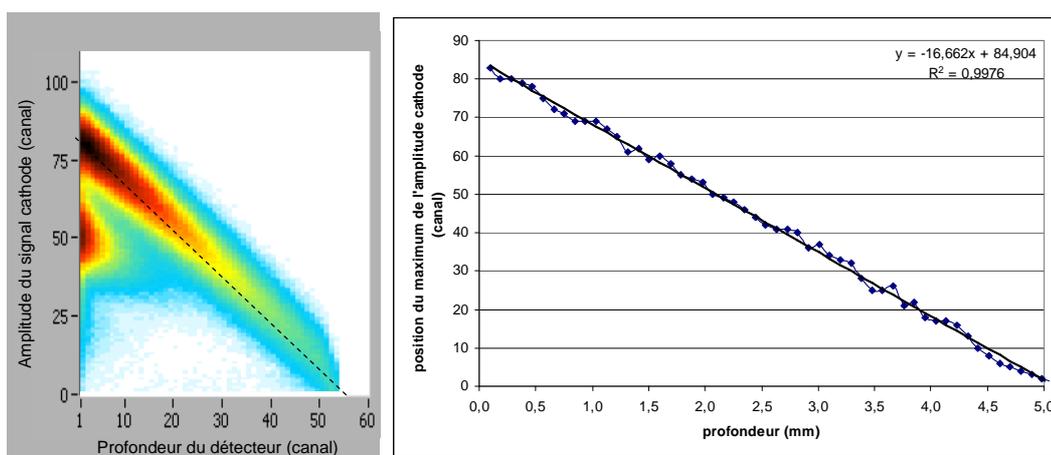


Figure IV-51 : Relation linéaire entre l'amplitude du signal cathode et la profondeur d'interaction dans un détecteur monolithique pixellisé CdZnTe d'épaisseur de 5 mm et des pixels de 1,4 mm de côté et de pas de 1,6 mm, à 122 keV.

La précision de la mesure de la profondeur d'interaction est évaluée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la dispersion des mesures sur chaque canal en profondeur (Figure IV-52).

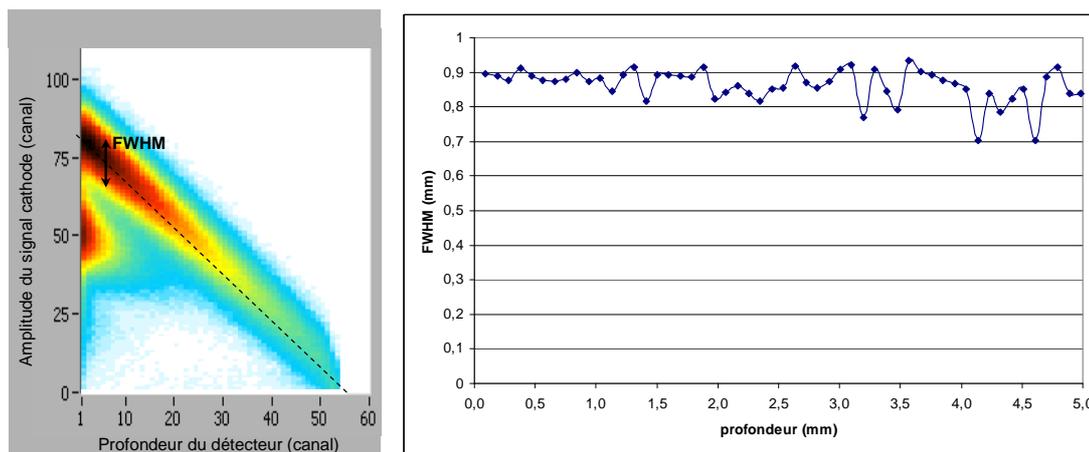


Figure IV-52 : Précision de la profondeur d'interaction dans un détecteur monolithique pixellisé CdZnTe d'épaisseur de 5 mm et des pixels de 1,4 mm de côté et de pas de 1,6 mm, à 122 keV.

Pour cette géométrie de détecteur, la profondeur d'interaction est évaluée avec une précision sub-millimétrique sur toute l'épaisseur du détecteur.

I.C.2 Précision de mesures de la profondeur d'interaction par l'expérience

Pour tester les détecteurs monolithiques pixellisés, nous utilisons un banc de test dédié à ce type de détecteurs. Ce banc permet d'étudier des détecteurs avec 4 x 4 pixels anodiques sur une face et une cathode sur l'autre. La source utilisée pour réaliser les tests est une source ponctuelle cobalt 57 (^{57}Co) scellée dont la principale raie se situe à 122 keV. Cette source présente l'intérêt d'être une source énergétiquement proche des sources technétium 99m ($^{99\text{m}}\text{Tc}$) utilisées en médecine nucléaire, dont la principale raie se situe à 140 keV.

a) *Présentation du banc de test dédié*

Le banc test (Figure IV-53) est un banc de spectrométrie 17 voies (16 voies anode + 1 voie cathode) pour la caractérisation de détecteurs monolithiques CdTe ou CdZnTe [Verger, et al., 2004] [Gros d'Aillon, 2005]. Ce banc test est constitué d'un boîtier renfermant un détecteur monté sur une plate-forme, et d'une électronique de proximité. Cette plate-forme fait le lien entre chacune des 16 anodes et un préamplificateur (ASIC Ciadra D dédié, conçu au laboratoire [Montémont, et al., 2003]). Les signaux issus de chaque anode sont collectés simultanément et traités individuellement par une carte électronique indépendante : les cartes bi-paramétriques. L'acquisition est ensuite pilotée par LabView (internet@IV-27).

Ainsi, chaque voie du détecteur est connectée à un circuit de lecture. Le signal issu de chaque électrode (anode et cathode), est amplifié, puis traité par les cartes bi-paramétriques. Ces cartes donnent, pour chaque impulsion, deux informations : l'amplitude et le temps de montée du signal. Ces données sont stockées dans un PC via des cartes d'acquisition (convertisseur analogique numérique).

A partir de ces données, on dispose pour chaque interaction gamma, d'une mesure de l'énergie du photon gamma et de sa profondeur d'interaction dans le détecteur. L'énergie du photon résulte de la mesure de l'amplitude du signal anode. La profondeur d'interaction résulte de la mesure de l'amplitude et/ou du temps de montée du signal anode et/ou cathode.

L'ensemble des informations est ensuite représenté sur un spectre bi-paramétrique, représentant l'amplitude du signal sur l'axe des abscisses et la profondeur d'interaction sur l'axe des ordonnées.

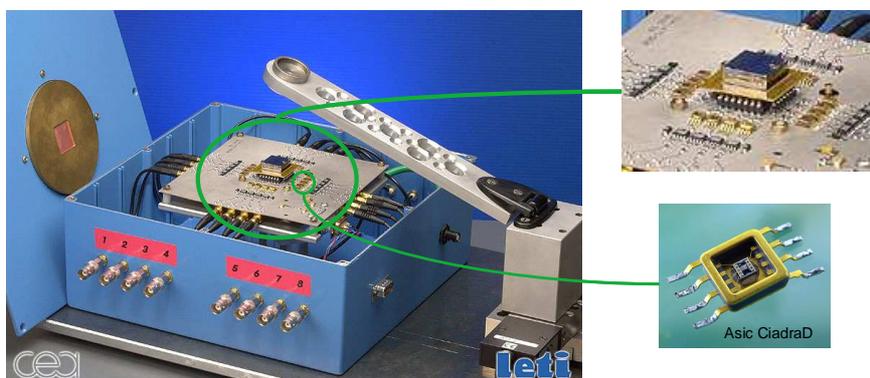


Figure IV-53 : Photo du banc test dédié à l'étude des détecteurs CdTe ou CdZnTe monolithiques pixellisés.

b) Précision de la mesure de la profondeur d'interaction

L'objectif de cette étude est de connaître la précision de mesure de la profondeur d'interaction des photons gamma dans le détecteur. Cette étude est réalisée sur le banc présenté précédemment. Elle est réalisée avec une source de ^{57}Co collimatée sur la tranche d'un détecteur monolithique pixellisé (Figure IV-54). Nous utilisons également un collimateur en plomb de diamètre 0,6 mm, placé devant la tranche d'un détecteur, afin de focaliser le faisceau de photons. Le détecteur utilisé est un détecteur CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain Crystals. La géométrie du détecteur est résumée dans le Tableau IV-19. Il s'agit d'un détecteur baptisé T16, dont le pas des pixels anodes est de 1,6 mm. La tension appliquée entre les électrodes est de 800 volts.

Détecteur CdZnTe-HPBM	T16
Pas (mm)	1,6
Pixels (mm ²)	1,4 x 1,4
Interpixel (mm)	0,2
Dimension CdZnTe (mm ³)	6,4 x 6,4 x 5
Nombre de pixels	4 x 4

Tableau IV-19 : Géométrie du détecteur T16 étudié.

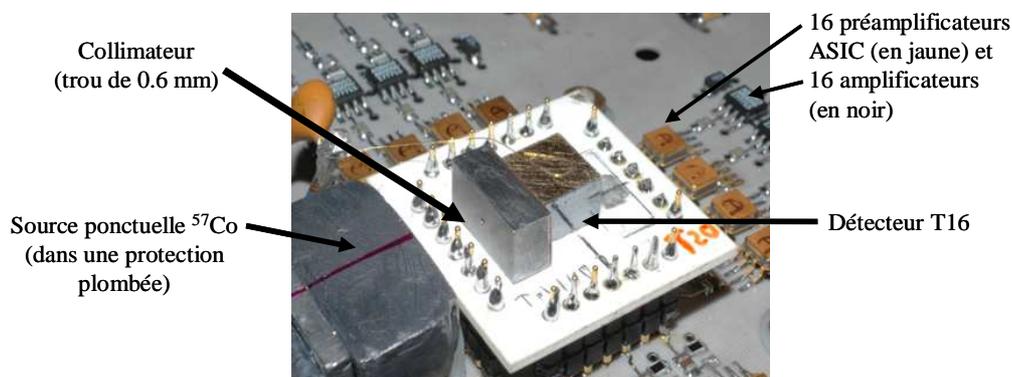


Figure IV-54 : Photo du dispositif expérimental sur le banc test.

Pour mesurer la précision de mesure de la profondeur, la source collimatée de ^{57}Co et le collimateur sont placés successivement en différentes positions sur la tranche du détecteur, le long de l'axe Z (Figure IV-55). Ce déplacement permet d'irradier le détecteur avec un faisceau étroit de photons en différentes profondeurs : 0,5, 1, 2, 3, et 4 mm en dessous de la cathode (position nommée P0, P1, P2, P3, P4 respectivement). Les mesures sont ensuite réalisées sur le pixel le plus proche de la tranche : le pixel n°14 (Figure IV-56).

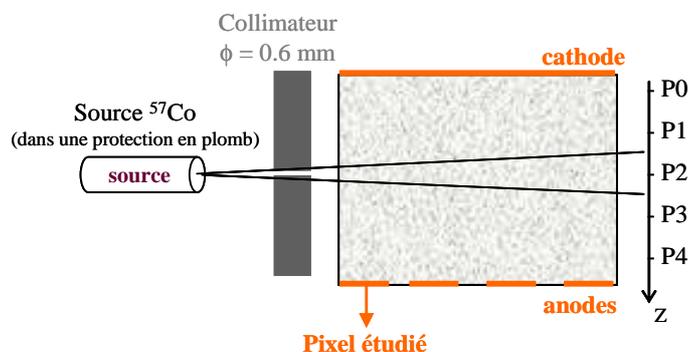


Figure IV-55 : Schéma du dispositif expérimental pour une position de la source collimatée et du collimateur.

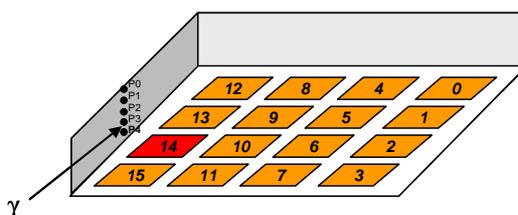


Figure IV-56 : Pixel du détecteur étudié (en rouge) lorsque l'irradiation a lieu sur la tranche du détecteur.

L'étude du pixel n°14 consiste à mesurer d'un part l'énergie du photon par la mesure de l'amplitude du signal anode et d'autre part la profondeur d'interaction par la mesure du temps de montée du signal anode. Ces deux mesures sont réalisées simultanément pour chaque position de la source et du collimateur sur la tranche du détecteur. Elles sont ensuite représentées sur un spectre bi-paramétrique (Figure IV-57).

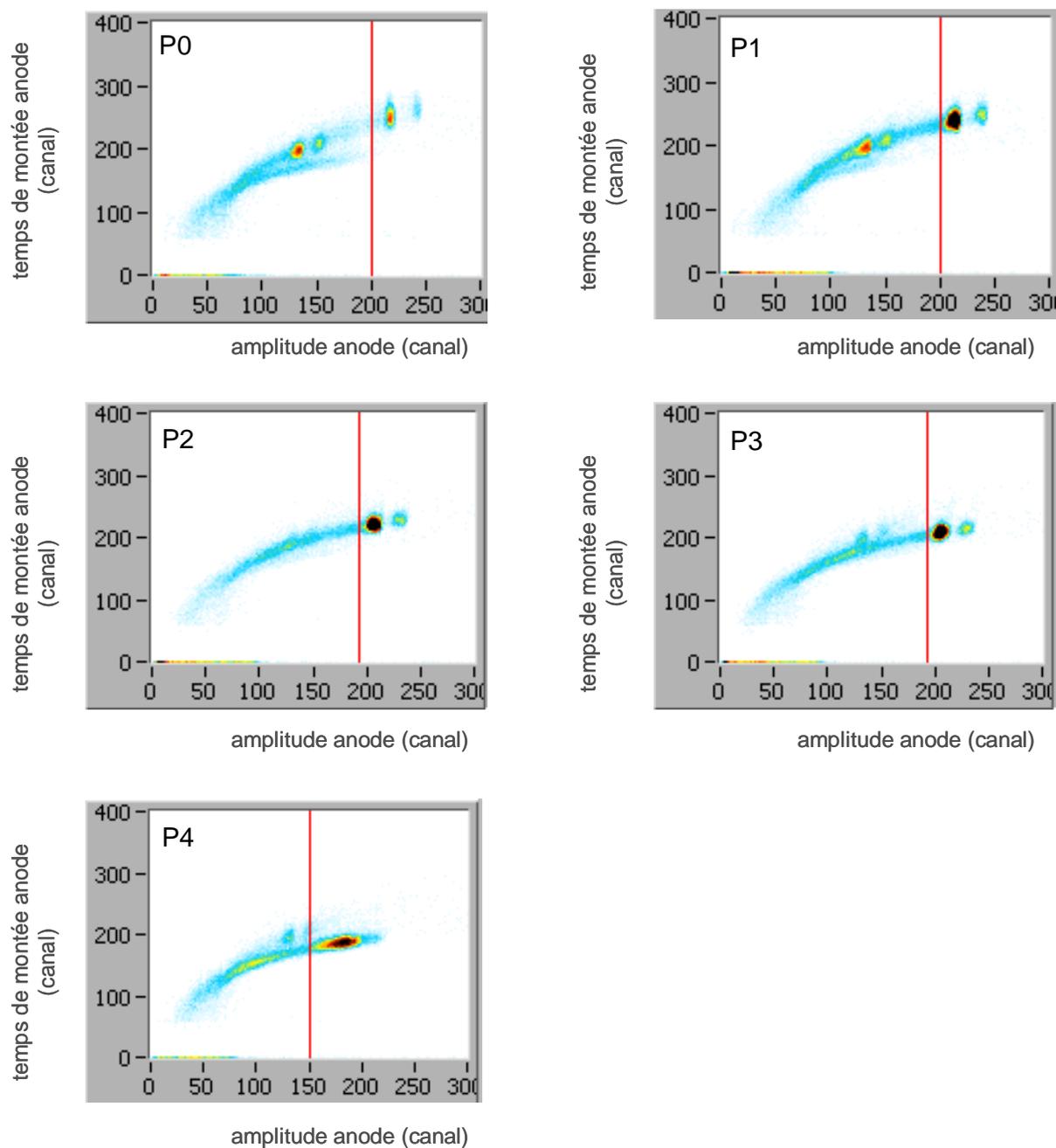


Figure IV-57 : Spectres bi-paramétriques (temps de montée anode fonction de l'amplitude anode) du pixel n°14 pour les cinq positions d'irradiation (P0= 0,5 mm, P1 = 1 mm, P2 = 2 mm, P3 = 3 mm, P4 = 4 mm).

A partir de chaque spectre bi-paramétrique est évalué le profil temporel (Figure IV-58). Le profil temporel correspond à la projection du spectre bi-paramétrique sur l'axe Y (axe du temps de montée du signal anode). Cette projection est réalisée sur la partie utile du spectre (zone rouge de la Figure IV-58). Le maximum de ce profil permet de relier la valeur du temps de montée du signal anode à la position d'irradiation, donc à la profondeur d'irradiation. La largeur à mi-hauteur du profil temporel (FWHM) détermine l'incertitude associée à la mesure.

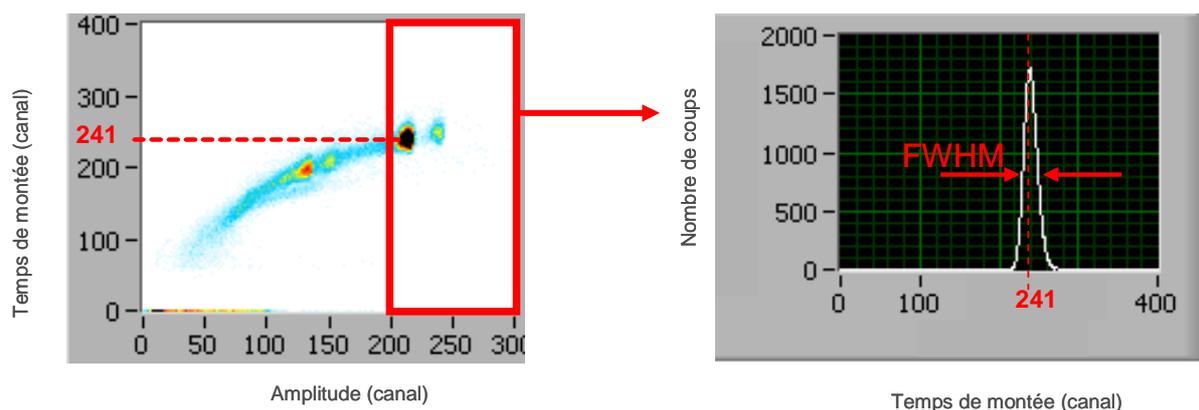


Figure IV-58 : Spectre bi-paramétrique et profil temporel du pixel n°14 pour la position d'irradiation P1 = 1 mm.

La mesure du temps de montée du signal anode et l'incertitude sur cette mesure ont été évaluées pour toutes les positions d'interaction sur la tranche du détecteur (P0, P1, P2, P3, P4). Les résultats ont été synthétisés sur la Figure IV-59.

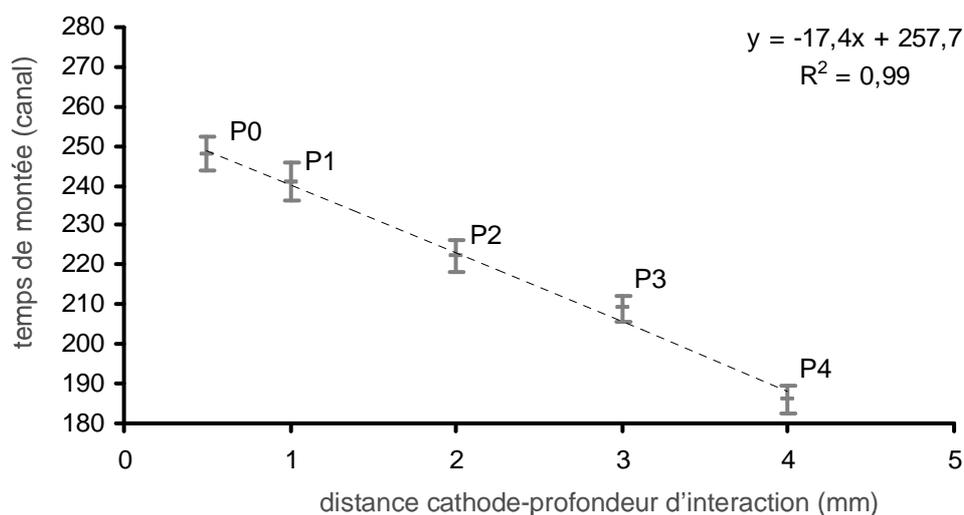


Figure IV-59 : Mesure du temps de montée du signal anode et incertitude associée pour une irradiation en cinq profondeurs du détecteur CdZnTe de 5 mm d'épaisseur (à P0 = 0,5, P1 = 1, P2 = 2, P3 = 3, et P4 = 4 mm en dessous de la cathode).

La Figure IV-59 montre que les mesures du temps de montée du signal anode pour les profondeurs d'irradiation P0 = 0,5 mm, P1 = 1 mm, P2 = 2 mm, P3 = 3 mm et P4 = 4 mm suivent une relation linéaire :

$$y = -17,4 x + 257,7 \quad \text{Équation IV-42}$$

La valeur moyenne de l'incertitude de la mesure du temps de montée sur les 5 profondeurs est de $\Delta y = 17$ canaux. L'incertitude sur la profondeur d'interaction, $\Delta x = \Delta y / 17,4$, est donc estimée à 0,98 mm. Il est donc possible avec ce détecteur de connaître la profondeur d'interaction d'un photon au millimètre près.

Cependant, le pas des pixels de 1,6 mm apparaît comme le pas limite pour estimer la profondeur d'interaction avec le temps de montée sur l'anode. En effet, d'après [Gros d'Aillon, 2005], la mesure du temps de montée sur l'anode est dégradée pour des pas inférieurs. En revanche, la mesure de la profondeur d'interaction à partir de la cathode fonctionne correctement quelque soit le pas des anodes, si le signal cathode n'est pas trop bruyant.

II Association d'un collimateur au détecteur CdTe ou CdZnTe

Pour réaliser une gamma caméra, les détecteurs CdZnTe doivent être associés à un collimateur. Dans un premier temps, nous nous intéressons, aux prototypes réalisés à base de CdZnTe, la caméra PEGASE et la caméra SOLSTICE. Dans un deuxième temps, nous présenterons deux produits commerciaux à base de CdZnTe, les caméras cardiaques de CardiArc et de Spectrum Dynamics, afin de mettre en évidence le gain en performance (en résolution spatiale et/ou en efficacité) de ces caméras. Dans un troisième temps, nous évaluerons l'apport potentiel sur la qualité des images des détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe associés à quelques collimateurs classiques : les collimateurs pinhole et multipinhole, le collimateur convergent et le collimateur à trous parallèles. Cette démarche nous permet progressivement d'identifier l'architecture HiSens, que nous présenterons ensuite.

II.A Utilisation des détecteurs CdZnTe en imagerie gamma

II.A.1 Les gamma caméras à base de CdZnTe

a) Les prototypes

La caméra PEGASE (collimateur à trous parallèles, type LEHR)

La caméra PEGASE (Projet d'Etude de GAMMA caméra à SEMI-conducteur) est un prototype de gamma caméra réalisé au sein du laboratoire en collaboration avec BICRON et CRISMATEC [Mestais, at al., 2001] [Verger, at al., 2004]. La tête de détection de la caméra PEGASE est composée d'une plateforme de détecteurs planaires CdZnTe (Figure IV-60) et d'un collimateur à trous parallèles carrés, type LEHR.

La plateforme est constituée d'une matrice de détecteurs, c'est-à-dire une juxtaposition de 16 x 16 détecteurs planaires HPBM - CdZnTe (pixels détecteurs), associés à une électronique spécifique (ASIC A2V2) et à 4 cartes bi-paramétriques (1 carte bi-paramétrique pour 64 pixels). Cette plateforme offre une surface de détection de dimension 18 x 18 mm². Le prototype permet d'obtenir un champ de vue final de 180 x 215 mm² par mouvement de translation (équivalent à la juxtaposition de 10 x 12 plateformes). La dimension de chaque pixel détecteur est de 4 x 4 x 6 mm³, chaque pixel étant séparé de son voisin par un interstice de 0,445 mm. La résolution spatiale intrinsèque de cette tête de détection est alors de 4,445 mm (pas entre les pixels détecteurs). La résolution en énergie offerte par les pixels détecteurs planaires HPBM - CdZnTe est de l'ordre de 4,5% à 140 keV, l'efficacité de détection est de 85% à 140 keV et le taux de comptage de l'ordre de 600 coups.s⁻¹ par voie électronique.

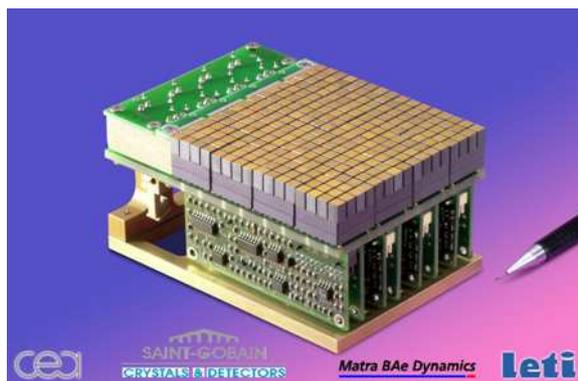


Figure IV-60 : La plateforme de la caméra PEGASE, constituée de 16 x 16 pixels et d'une électronique dédiée.

Le système de collimation utilisé pour PEGASE est le collimateur à trous parallèles carrés en plomb, présentant la même transparence septale, la même résolution spatiale géométrique et la même efficacité géométrique que le collimateur LEHR des gamma caméras d'Anger classiques. Ce collimateur présente les caractéristiques géométriques suivantes : un trou de côté de 1,28 mm, une épaisseur septale de 0,22 mm, et une hauteur septale de 25 mm. Il est placé devant les pixels détecteurs (du côté de la cathode). De part les dimensions des pixels détecteurs et des trous du collimateur, chaque pixel détecteur est vu par 9 trous du collimateur.

Une étude du gain apporté par la caméra PEGASE sur les images, a été menée expérimentalement en comparaison avec une camera d'Anger classique (Figure IV-61). D'une part, les performances du système en terme de résolution spatiale et d'efficacité entre la caméra PEGASE et d'Anger sont identiques. En effet, elles sont étroitement liées à la géométrie du collimateur et puisque les collimateurs des deux caméras sont équivalents, les performances du système le sont également.

D'autre part, les performances du système en terme de contraste sont meilleures pour la caméra PEGASE que pour la caméra d'Anger. En effet, le contraste des images se dégrade plus avec la présence d'un milieu diffusant avec une caméra d'Anger [Figure IV-61 (a) et (b)] qu'avec la caméra PEGASE [Figure IV-61 (c) et (d)]. Dans l'exemple de la Figure IV-61, le contraste des images (Équation I-7) obtenues avec PEGASE est évalué à hauteur de 90% contre 77% avec les caméras d'Anger standard [Verger, et al., 2004]. Ce résultat est obtenu grâce à la meilleure résolution en énergie des détecteurs semi-conducteurs CdZnTe comparée aux détecteurs scintillateurs NaI(Tl) couplés à des PMTS (de l'ordre de 4,5% pour l'un contre 10% pour l'autre respectivement, à l'énergie 140 keV). Cette meilleure résolution en énergie permet ainsi une bonne discrimination des photons diffusés dans le pic photoélectrique.

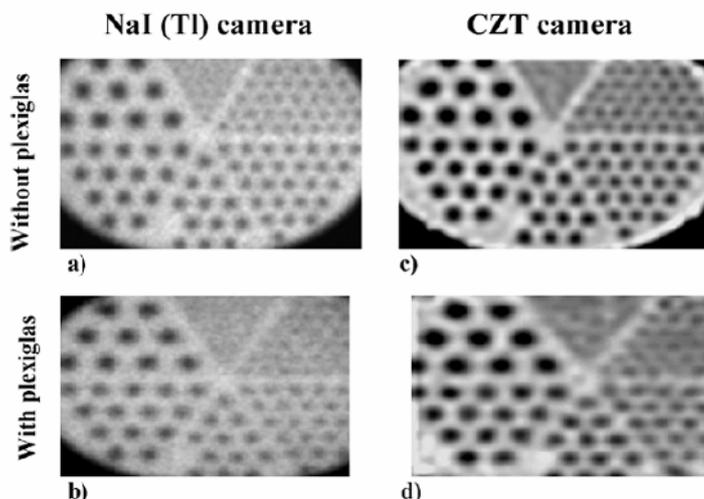


Figure IV-61 : Comparaison des images de fantôme Jaszczac rempli de ^{99m}Tc et composé d'inserts froids de 16, 12,7, 11,1, 9,5, 7,9, et 6,4 mm de diamètre ; images obtenues à 10 cm du collimateur LEHR par la caméra d'Anger (a et b) et PEGASE (c et d), sans (a et c) et avec (b et d) milieu diffusant (2,5 cm de plexiglas) [Verger, et al., 2004].

La caméra PEGASE a permis de montrer la faisabilité de la réalisation d'une gamma caméra à base de CdZnTe. Cependant, le gain, uniquement en terme de contraste, n'est pas suffisant pour supplanter les caméras à base de NaI(Tl), pour des raisons de coût (le CdZnTe est beaucoup plus cher que le NaI(Tl)). Pour améliorer significativement les performances des gamma caméras, en terme d'efficacité et de résolution spatiale, il est nécessaire d'utiliser de nouvelles géométries de collimateur.

La caméra SOLSTICE (collimateur multifentes)

L'idée des collimateurs à fentes tournantes a été proposée par [Keyes, et al., 1975] pour la gamma caméra d'Anger en acquisition planaire puis a été étendue à l'acquisition tomographique [Lodge, et al., 1995] [Lodge, et al., 1996]. Il s'agit d'un collimateur à fentes parallèles étroites à ouverture 1D (limitation de l'angle d'acceptance du photon selon une direction) en rotation autour d'un axe centré sur le centre de la caméra. Le collimateur est alors statique par rapport au détecteur. C'est l'ensemble collimateur-détecteur qui effectue des rotations.

Par la suite, ce collimateur à fentes tournantes a été étudié par la société Philips, sous le nom de SOLSTICE, acronyme de **SOL**id **ST**ate **I**mager with **C**ompact **E**lectronics [Griesmer, et al., 2001-2002] [Gagnon, et al., 2003]. L'architecture SOLSTICE est une architecture originale, qui réunit un collimateur à **fentes tournantes à plus grande ouverture** et les détecteurs semi-conducteurs **CdZnTe** monolithiques pixellisés, et y associe une acquisition par rotation (Figure IV-62). Les images sont ensuite obtenues par des méthodes de reconstruction.

L'ouverture du collimateur est permise par l'utilisation de détecteur semi-conducteur CdZnTe, disposant d'un taux de comptage supérieur au détecteur scintillateur NaI(Tl). De plus, les mouvements de rotation de la caméra ont été rendus possibles grâce à la compacité des détecteurs semi-conducteurs, réalisés en forme de barrette, diminuant dans un même temps le coût de fabrication de la caméra.

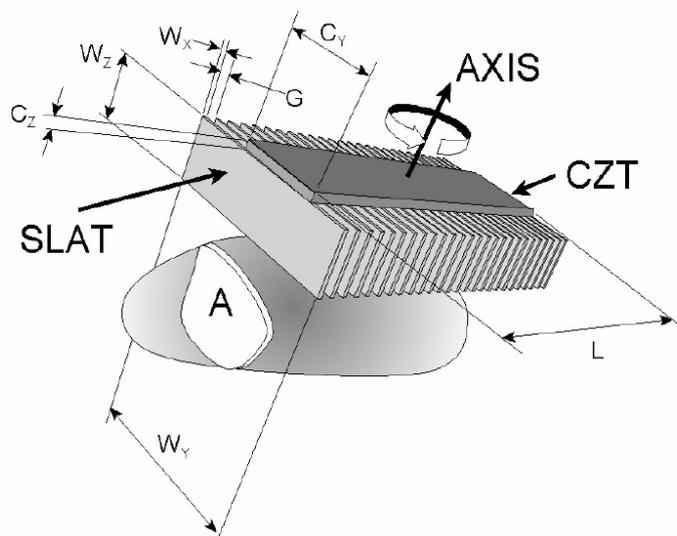


Figure IV-62 : Géométrie de la caméra SOLSTICE.

Avec un dimensionnement spécifique de la caméra (Tableau IV-20), la caméra SOLSTICE permet d'avoir [Gagnon, et al., 2003] :

- une **efficacité de $360 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$** ($800 \text{ coups.min}^{-1}.\mu\text{Ci}^{-1}$) à 10 cm du collimateur contre $100 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$ pour la caméra d'Anger classique (collimateur LEHR). Notons qu'avec la géométrie SOLSTICE, l'efficacité dépend de la distance entre la source et le collimateur.

- une **résolution spatiale de 5 mm** pour une source placée à 10 cm, contre 10 mm pour la caméra d'Anger classique.

De plus, les détecteurs CdZnTe de SOLSTICE mettent à profit leur **meilleure résolution en énergie ($< 4\%$ à 140 keV)**, pour réaliser des images multi-isotopiques [Gagnon, et al., 2003].

Détecteur	
Matériau	CdZnTe
Épaisseur (C_z)	5 mm
Largueur (C_y)	56 mm
Collimateur	
Matériau	W et Pb
Épaisseur des fentes (W_x)	300 μm
Largueur des fentes (G)	1,5 mm
Hauteur des fentes (W_z)	40 mm
Champ du vue (L)	345 mm
Performances (à 140 keV)	
Résolution en énergie	$< 4\%$
Résolution spatiale à 10 cm	5 mm
Efficacité à 10 cm	$360 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$

Tableau IV-20 : Paramètres physiques de la camera SOLSTICE [Gagnon, et al., 2003].

Les performances en terme de résolution spatiale de la caméra SOLSTICE ont été évaluées et comparées à la caméra d'Anger, avec un fantôme « micro-rods » rempli de $^{99\text{m}}\text{Tc}$

(140 keV) (Figure IV-63). Les images présentées montrent un gain en résolution spatiale : les inserts de petits diamètres sont discernés avec la caméra SOLTICE alors qu'ils ne le sont pas avec la caméra d'Anger.

Une étude multi-isotopique a également été menée en utilisant simultanément le ^{99m}Tc (140 keV) et ^{123}I (159 keV). Grâce à la meilleure résolution en énergie du détecteur CdZnTe, la discrimination entre le ^{99m}Tc et l' ^{123}I est meilleure avec la caméra SOLTICE qu'avec la caméra d'Anger (Figure IV-64).

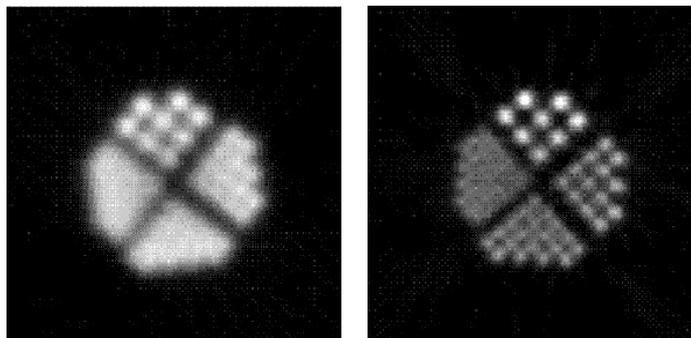


Figure IV-63 : Comparaison des images de fantôme « micro-rods » rempli de ^{99m}Tc (inserts chauds 4, 3, 2,5 et 2 mm de diamètre) obtenues par la caméra d'Anger (gauche) et la caméra SOLTICE (droite) [Gagnon, et al., 2003].

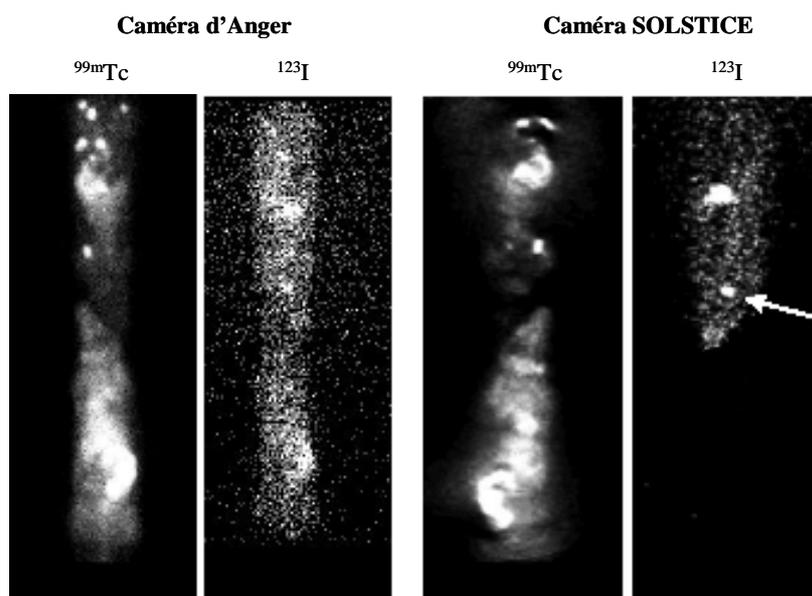


Figure IV-64 : Comparaison des images multi-isotopiques de rat, avec une injection de 2,5-3 mCi de ^{99m}Tc -MIBI et de 55 μCi de ^{123}I , obtenues par la caméra d'Anger (gauche) et la caméra SOLTICE (droite) [Gagnon, et al., 2003].

Cependant les mouvements de rotation (rotation du collimateur-détecteur sur lui-même et autour de l'objet d'étude) présentent le désavantage de compliquer la géométrie de la caméra et de complexifier les méthodes de reconstruction associées. Les études menées se sont confrontées à des problèmes de bruit dans les images reconstruites. A ce jour, la société Philips a arrêté les recherches sur SOLTICE. Cette architecture reste cependant étudiée par

l'université de Ghent (Belgique) [Van Holen, et al., 2007], afin d'améliorer la qualité des méthodes de reconstruction.

On constate donc qu'une géométrie complexe peut rendre délicate le traitement de l'information nécessaire pour reconstruire des images et entraîner des problèmes de bruit.

b) Les produits commerciaux

Deux gamma caméras à base de CdZnTe pour l'imagerie cardiaque ont été récemment mises sur le marché. Il s'agit de la caméra de CardiArc et de Spectrum Dynamics, que nous allons succinctement présenter. Ces deux caméras proposent de nouvelles structures de collimation associées aux détecteurs semi-conducteurs CdZnTe afin d'améliorer le compromis entre la résolution spatiale et l'efficacité du système.

La caméra cardiaque « CardiArc »

Une caméra à base de CdZnTe dédiée pour le cardiaque (Figure IV-65) a été présentée au SNM (Society of Nuclear Medicine) en 2002 par la société CardiArc (USA, internet@IV-28). Aucune publication scientifique ne réfère à cet imageur, nous ne disposons que de leur brevet [brevet n°US 7071473(B2), US 7105825(B2) et 2006/0033028 A1] et de leur site internet.

Cette gamma caméra est composée d'une unique tête de détection arquée et statique (Figure IV-65) : aucun mouvement de rotation n'est réalisé autour du patient. Cette tête est constituée de détecteurs en bande (« strip detector module »). Le système de collimation (Figure IV-66) est constitué d'un collimateur multifentes dans le plan longitudinal et d'un collimateur à fentes éparées dans le plan transverse. Ce dernier collimateur (à fentes éparées) est en mouvement selon l'arc de cercle (flèche sur la Figure IV-66) afin de visualiser l'ensemble de la région d'intérêt : le cœur.



Figure IV-65 : Photo de la caméra cardiaque de CardiArc, avec sa tête de détection arquée et statique.

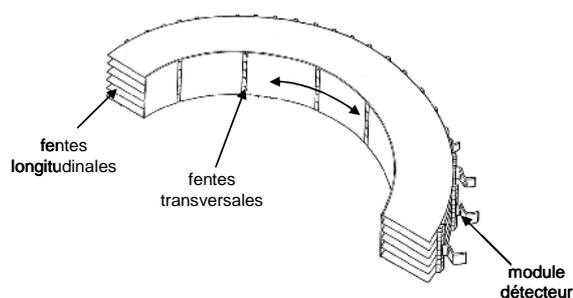


Figure IV-66 : Les deux collimateurs : multifentes dans le plan longitudinal et à fentes éparées dans le plan transverse de la caméra de CardiArc.

Les performances de la caméra CardiArc sont évaluées sur la Figure IV-67 (voir site internet) : un gain d'un facteur 3,2 sur l'efficacité (temps d'acquisition) est observé pour une meilleure résolution spatiale (flèche jaune sur la Figure IV-67) par rapport à une gamma caméra d'Anger classique.

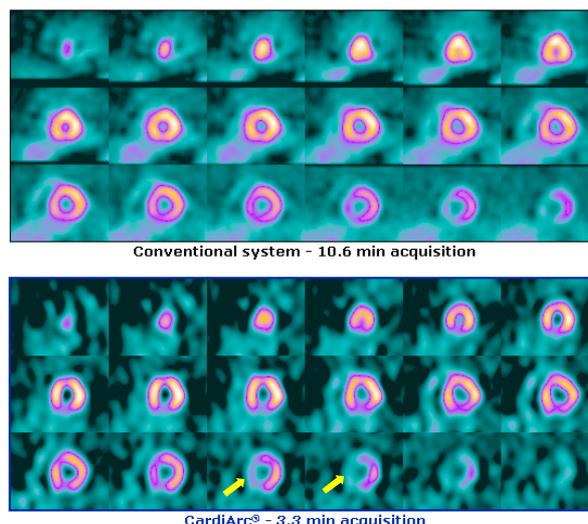


Figure IV-67 : Comparaison de l'image cardiaque obtenue par la caméra CardiArc (3,3 minutes d'acquisition) et la caméra d'Anger classique (10,6 minutes d'acquisition).

La caméra cardiaque « Spectrum Dynamics »

Une caméra à base de CdZnTe dédiée pour le cardiaque (Figure IV-68) a été présentée au RSNA (Radiological Society of North America) en 2005, par la société Spectrum Dynamics (Israël, internet@IV-29). Il s'agit de la caméra D-SPECT. Aucune publication scientifique ne réfère à cet imageur, nous disposons que de leurs brevets [brevet n° A2 US 2004/0015075 A1 - US 2004/0204646 A1 - WO 2005/119025 - WO 2006/051531 A2] et de leur site internet.

Cette gamma caméra est composée d'une unique tête de détection arquée et statique (Figure IV-68, Figure IV-69 et Figure IV-70) : aucun mouvement de rotation n'est réalisé autour du patient. Cette tête de détection comporte 10 détecteurs de CdZnTe uniformément répartis. Chaque détecteur est constitué de 4 modules de CdZnTe-Imarad, alignés en bande. Chaque module est constitué de 16×16 pixels, avec un pas de pixel de 2,46 mm, soit une dimension d'environ $40 \times 40 \text{ mm}^2$. La surface d'un détecteur est alors de l'ordre de $40 \times 160 \text{ mm}^2$, sur 5 mm d'épaisseur. Un collimateur à trous parallèles, à grande ouverture angulaire, est disposé devant chaque module de CdZnTe.

Chaque module de CdZnTe, associé à un collimateur, réalise des mouvements individuels, balayant la région d'intérêt (le cœur), afin de générer des vues suivant différentes orientations. La position de chaque module est connue précisément. L'image est reconstruite par l'algorithme de reconstruction d'images itérative BroadView.



Figure IV-68 : Photo de la caméra cardiaque D-SPECT de Spectrum Dynamics, avec sa tête de détection arquée et statique.



Figure IV-69 : Coupe transverse de la tête de détection la caméra D-SPECT, composée de 10 détecteurs en mouvement.

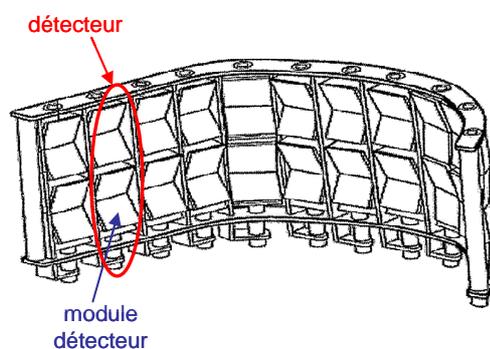


Figure IV-70 : Les 10 x 4 modules uniformément répartis dans la tête de détection de la caméra D-SPECT, et en mouvement individuel.

Les performances de D-SPECT affichées par Spectrum Dynamics (voir site internet) sont un gain d'un facteur 2 sur la résolution spatiale et un gain d'un facteur 10 sur l'efficacité. Ce gain en efficacité est dû au collimateur, à grande ouverture, mais aussi au fait que ce collimateur est focalisé sur la région d'intérêt (le cœur) et au plus près de celle-ci. On trouvera sur leur site internet (Figure IV-71), une comparaison entre une acquisition cardiaque avec la caméra D-SPECT et la caméra d'Anger classique.

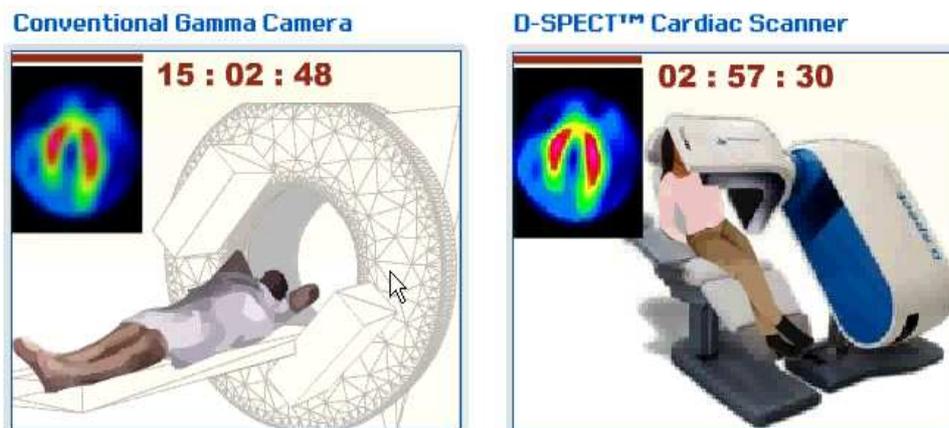


Figure IV-71 : Comparaison de l'image cardiaque obtenue par la caméra D-SPECT de Spectrum Dynamics et la caméra d'Anger classique.

Aujourd'hui, les caméras de CardiArc et de Spectrum Dynamics ont obtenu l'autorisation de commercialisation aux Etats-Unis par le FDA (Food and Drug Administration). Elles sont actuellement en cours d'évaluation clinique.

II.A.2 Les réflexions sur les nouvelles architectures de gamma caméras à base de CdZnTe

Nous cherchons dans ce paragraphe à évaluer l'apport des détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe, et notamment l'apport de la mesure de la profondeur d'interaction sur la qualité des images, en utilisant quelques collimateurs classiques : les collimateurs pinhole et multipinhole, le collimateur convergent et le collimateur à trous parallèles.

a) Collimateur pinhole et multipinhole

Comme évoqué lors du chapitre II, un des inconvénients des collimateurs pinhole réside dans le fait que certains photons entrent dans le détecteur avec une inclinaison par rapport à l'axe du collimateur et causent alors des erreurs de parallaxe. Ces erreurs de parallaxe sont à l'origine d'un flou de l'image, particulièrement important sur les bords de celle-ci. Elles peuvent s'évaluer de manière analytique. Il est en revanche plus difficile d'évaluer leurs conséquences sur les images reconstruites en SPECT (configuration multi-pinhole) [Hwang, et al., 2001]. Dans tous les cas, il apparaît important de pouvoir limiter ces erreurs de parallaxe sur les images. Ces erreurs de parallaxe peuvent être éliminées ou restreintes par quelques géométries spécifiques, en utilisant par exemple un détecteur scintillateur incurvé et non plus plat. Cependant, ces détecteurs incurvés sont de réalisation difficile et compliquent la géométrie de la reconstruction de l'image. Une autre possibilité est de disposer de détecteurs scintillateurs segmentés (des pixels détecteurs) et inclinés afin qu'ils soient focalisés vers le trou du collimateur pinhole (Figure IV-72). Il s'agit de « cone beam crystals » en anglais [Beekman, et al., 2004]. Cependant la géométrie de chaque pixel détecteur est liée à son emplacement par rapport au trou du pinhole et oblige ainsi une fabrication « sur mesure » de ces détecteurs, rendant leur réalisation quasi-impossible en raison du surcoût financier de cette fabrication.

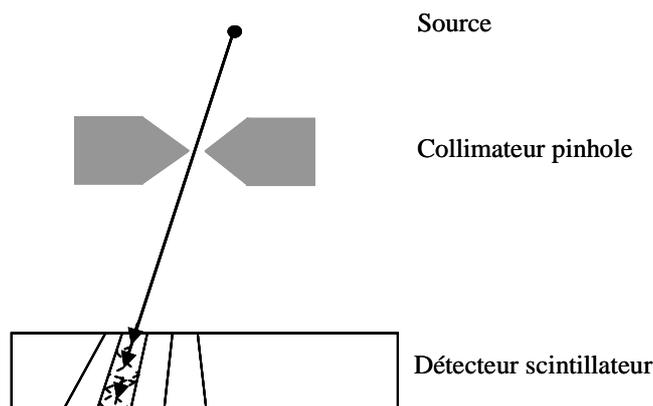


Figure IV-72 : Exemple de géométrie de scintillateur pour supprimer l'erreur de parallaxe : les pixels détecteurs sont inclinés et focalisés vers le trou du collimateur pinhole [Beekman, et al., 2004].

Afin de limiter cette erreur de parallaxe, une autre solution est d'utiliser la capacité de certains détecteurs d'accéder à l'information de profondeur d'interaction des photons dans celui-ci (Figure IV-73), et notamment les détecteurs semi-conducteurs CdZnTe. Ils présentent l'avantage de disposer d'une résolution spatiale intrinsèque égale à la taille des pixels détecteurs. L'information de profondeur d'interaction dans chaque pixel pour limiter l'erreur de parallaxe s'obtient par un traitement électronique des données, sur le spectre bi-paramétrique.

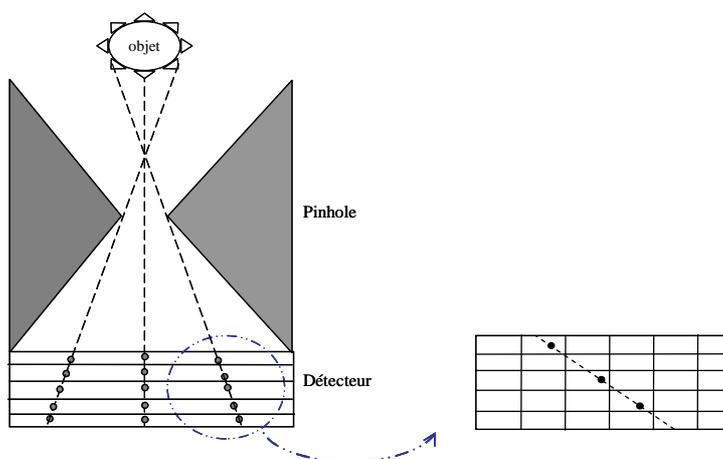


Figure IV-73 : Schéma de l'erreur de parallaxe du collimateur pinhole avec la profondeur d'interaction du détecteur.

Les collimateurs pinhole permettent d'étudier des petits objets avec une très bonne résolution spatiale, de part la taille étroite du trou. Elle peut être améliorée sur les bords en utilisant l'information de profondeur d'interaction. Cependant, ce collimateur n'offre qu'une faible efficacité de détection. Pour la décupler, on dispose alors plusieurs pinhole autour de l'objet et focalisés vers l'objet. Il s'agit du collimateur multi-pinhole. De tels collimateurs sont couramment utilisés pour l'étude du petit animal. En effet, la géométrie petit animal permet de travailler avec de petites distances entre la source et le pinhole, ce qui permet de favoriser une bonne résolution spatiale et une bonne efficacité de détection. De plus, la surface de détection reste relativement petite.

Les collimateurs multi-pinhole peuvent être envisagés pour les applications cliniques. Cependant les dimensionnements en géométrie clinique sont plus grands qu'en géométrie petit animal, par conséquent l'ouverture du trou et la distance source - pinhole sont plus importantes et les performances sont dégradées. Il faut donc étudier de petites régions au plus proche du pinhole, tel que l'imagerie cardiaque [Beekman, et al., 2007]. L'imagerie cardiaque peut d'autant plus bénéficier de la rapidité des semi-conducteurs CdZnTe (taux de comptage de $50\,000\text{ coups}\cdot\text{s}^{-1}$ et par voie électronique), et être synchronisée à un électrocardiogramme.

b) Collimateur convergent

Le collimateur convergent présente, de la même manière que le collimateur pinhole, une erreur de parallaxe de plus en plus importante lorsque le rayon est incliné sur l'axe du collimateur. Cette erreur de parallaxe occasionne un flou de l'image, qui est plus important sur les bords. L'association du collimateur convergent aux détecteurs semi-conducteurs CdZnTe peut permettre de limiter cette erreur de parallaxe en utilisant la précision sur la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. Comme le collimateur pinhole, ce type de collimateur est dédié à l'étude de petites régions.

c) Collimateur à trous parallèles

Le collimateur à trous parallèles est souvent utilisé en association au détecteur CdTe ou CdZnTe puisqu'il s'agit du collimateur standard de la caméra d'Anger. Le collimateur à trous parallèles carrés est privilégié car il permet une adéquation entre la forme carrée du trou et des pixels de détection [Kastis, at al., 2000 et 2002] [Mestais, at al., 2001] [Verger, at al., 2004] [Eisen, et al., 2003 et 2004] [Wagenaar, et al., 2003] [Ogawa, et al., 2006] [Kubo, et al., 2005]. Ces collimateurs sont dits « matching 1:1 » (Figure IV-74) si le pas du collimateur et le pas du détecteur sont égaux : $d + s = e + t$. En revanche, ils sont dits « matching 2:1 » dans le cas où cette relation devient : $2.(d + s) = e + t$, quatre trous du collimateur épousent (« matchent ») alors un unique pixel du détecteur. Et ils sont dits « matching 1:2 », quand cette relation devient : $(d + s) = 2.(e + t)$, un unique trou du collimateur épouse quatre pixels du détecteur.

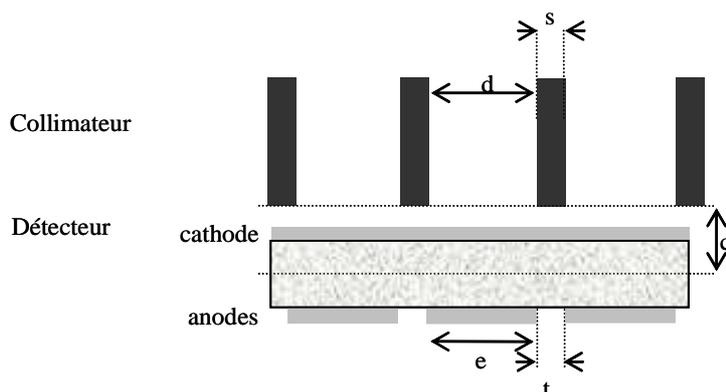


Figure IV-74 : Schéma de principe d'un collimateur à trous parallèles de diamètre (d) et d'épaisseur septale (s) dit « matching 1:1 », i.e. épousant les pixels du semi-conducteur de largeur (e) et espacés de (t).

Une étude d'une gamma caméra constituée d'un collimateur à trous parallèles carrés et de détecteurs CdTe ou CdZnTe planaires a été menée dans le cadre du projet PEGASE [Mestais, at al., 2001] [Verger, at al., 2004]. Dans ce cas précis, le collimateur était un collimateur matching 3:1, c'est-à-dire que neuf trous du collimateur épousent un unique pixel

détecteur. Plus récemment, [Kubo, et al., 2005], [Ogawa, et al., 2006] et [Petrillo, et al., 2004] ont développé une caméra à base de détecteurs monolithiques pixellisés de CdZnTe associés à un collimateur à trous parallèles carrés, de géométrie matching 1:1.

[Petrillo, et al., 2004] a notamment étudié l'impact de la hauteur du collimateur sur les mesures du détecteur CdZnTe-Imarad, au pas de 2,46 mm et d'épaisseur 5 mm. L'étude avec les deux collimateurs de hauteurs différentes a permis de mettre en évidence :

- une traînée importante sur les spectres en énergie des pixels détecteurs, en raison d'un effet pixel insuffisant : la charge induite est très dépendante de la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur et aucun traitement bi-paramétrique n'est réalisé pour corriger cette dépendance.

- une traînée plus importante sur les spectres en énergie des pixels détecteurs avec le collimateur d'une hauteur plus petite (ouverture angulaire plus importante), en raison du partage de charges qui est plus important. La nécessité d'un alignement « parfait » des septa du collimateur et des pixels du détecteur est importante : un décalage des septa a pour conséquence de mettre « à nu » la région entre les pixels, donc de favoriser les interactions dans cette région et d'avoir un partage de charges plus important (Figure IV-75).

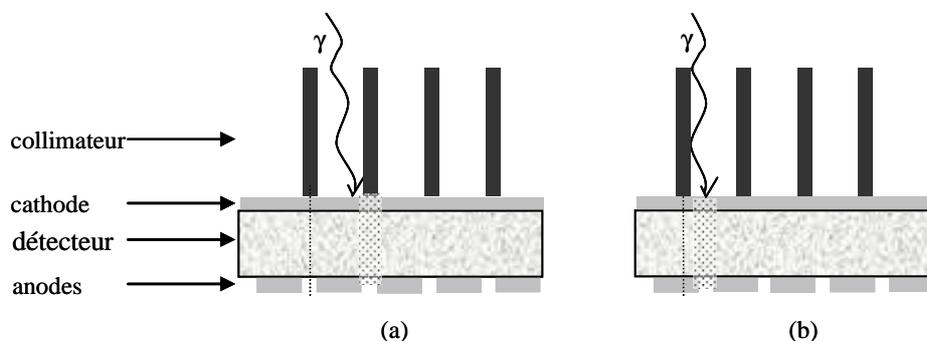


Figure IV-75 : Schéma d'un collimateur aligné (a) et décalé (b) par rapport aux anodes du détecteur monolithique pixellisé, masquant ou non la région de partage de charges (zone en pointillée).

Rappelons que le partage de charges est un phénomène physique observé avec les détecteurs monolithiques lorsque l'interaction a lieu entre les anodes de celui-ci. Pour limiter la traînée sur le spectre en énergie qui en résulte, [Wear, 2006, Brevet n° US 7145986 B2] propose d'utiliser un système de collimateur adapté, masquant cette région par un matériau lourd tel que le tungstène (Figure IV-76). Ainsi les photons arrivant dans cette région sont arrêtés par le masque, limitant le phénomène de partage de charges dans le détecteur. Mais bien entendu l'efficacité de détecteur s'en trouve amoindrie.

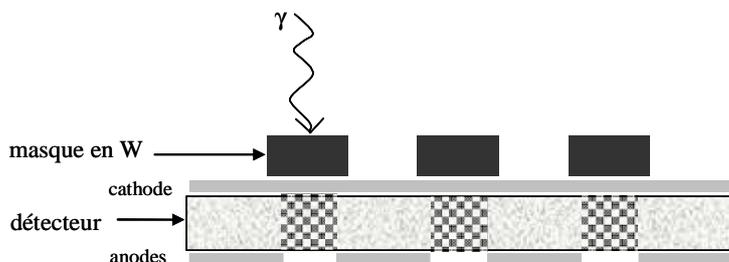


Figure IV-76 : Schéma d'un masque protégeant la région entre les anodes (zone quadrillée) du détecteur monolithique CdZnTe.

On voit alors l'intérêt de :

- corriger la dépendance de la charge induite avec la profondeur d'interaction, avec un traitement bi-paramétrique ;
- réaliser un collimateur d'épaisseur septale supérieure ou égale à l'inter pixel des anodes et de parfaitement aligner les septa au détecteur (Figure IV-77) pour limiter les interactions dans la zone de partage de charges. Cependant, il subsiste encore des interactions dans cette zone. En effet, certains photons peuvent atteindre le détecteur avec un angle oblique (par exemple le photon γ_2 de la Figure IV-77). La proportion est d'autant plus importante que l'ouverture angulaire est grande. La conséquence de ces interactions persistantes dans la zone de partage de charges est la présence d'une traînée résiduelle sur le spectre énergétique. Une solution proposée est de corriger cette traînée à partir du spectre bi-paramétrique en recherchant une corrélation entre le phénomène de partage de charges et les signaux cathode sur anode ou anodes [Gros d'Aillon, 2005]. Cela permettrait de récupérer environ 10% des photons de 140 keV [Petrillo, et al., 2004] et ainsi d'améliorer l'efficacité et la résolution en énergie du détecteur monolithique CdZnTe.

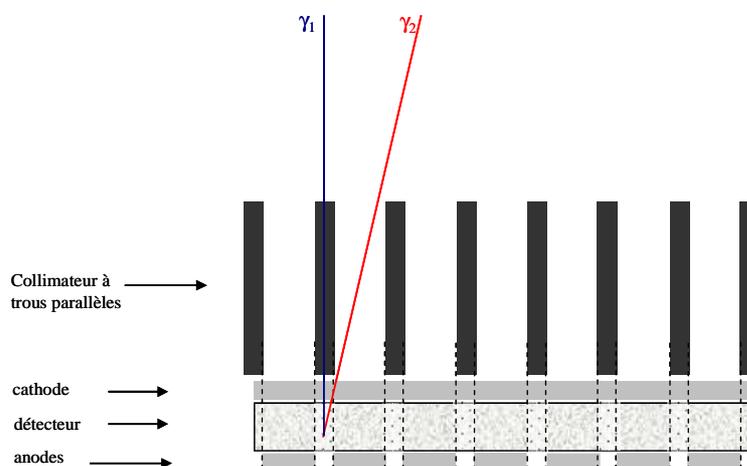


Figure IV-77 : Schéma du collimateur à trous parallèles protégeant la région de partage de charges entre les anodes (zone en pointillée) du détecteur monolithique pixellisé CdZnTe. Les septa parfaitement alignés masquent effectivement la région de partage de charges pour certains photons (γ_1 par exemple), mais cette région reste visible pour d'autres (γ_2 par exemple).

II.B L'architecture HiSens : un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire associé au détecteur monolithique pixellisé CdZnTe

La nouvelle architecture de gamma caméra que nous cherchons à mettre en œuvre a pour but d'améliorer significativement les performances des gamma caméras d'Anger, et en particulier d'augmenter l'efficacité en maintenant ou en améliorant la résolution spatiale du système. Cette architecture est constituée de détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe et d'un collimateur à trous parallèles carrés à grande ouverture angulaire.

II.B.1 Le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire

Comme déjà mentionné, le **collimateur à trous parallèles** présente l'avantage de disposer d'un **large champ de vue** avec une résolution spatiale et une efficacité **homogène** sur tout le champ de vue, grâce à l'**absence de facteur de grandissement**. L'ensemble de ses performances est parfaitement connu (notamment au moyen des formules analytiques

exposées au chapitre II). De plus, avec ce type de collimateur, l'acquisition des images se fait **sans mouvement** de la tête de détection, autre que le mouvement de rotation autour du patient en acquisition tomographique. Les méthodes de reconstruction et la gestion du bruit sur les mesures s'en trouvent simplifiées. Ces avantages jouent un rôle important quant à notre choix d'utiliser ce type de collimateur dans ce travail de thèse. Enfin, le choix de la forme des trous se porte naturellement vers les trous de forme carrée, puisque cette géométrie est adaptée pour une association aux détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe. Ils ont par ailleurs déjà été employés par [Chambron, et al., 2000] [Kastis, et al., 2000] [Petrillo, et al., 2004] [Eisen, et al., 2004] [Kubo, et al., 2005] [Ogawa, et al., 2006]. De plus, les techniques de réalisation des collimateurs carrés semblent de mieux en mieux maîtrisées, et permettent d'envisager une validation expérimentale. Ce type de collimateur peut de plus masquer les régions de partage de charges dans le semi-conducteur monolithique.

Pour d'augmenter l'efficacité de cette architecture, une solution est d'**agrandir l'ouverture angulaire** du collimateur à trous parallèles afin d'accepter un nombre de photons plus important sur le détecteur. Cette ouverture angulaire (symbolisée par l'angle θ sur la Figure IV-78) peut se réaliser de deux manières : soit un agrandissement de la taille des trous soit une diminution de la hauteur septale. Dans la première situation (Figure IV-78, colli n°2) le collimateur est un collimateur matching 1:2. Dans la seconde situation (Figure IV-78, colli n°3) le collimateur reste un collimateur matching 1:1.

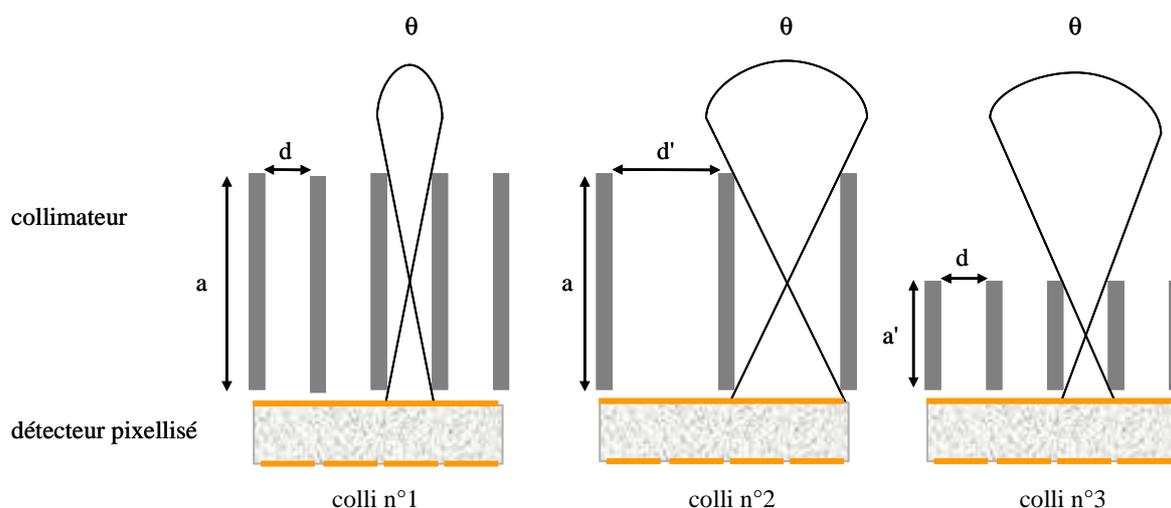


Figure IV-78 : Collimateurs orthogonaux à trous parallèles carrés avec une ouverture angulaire θ croissante par augmentation du diamètre (colli n°2) et par diminution de la hauteur septale (colli n°3) par rapport au colli n°1.

Le gain en efficacité par **l'agrandissement de l'ouverture angulaire** du collimateur est exprimé par la formule analytique de l'efficacité du collimateur (Équation II-14). Elle est effectivement fonction de la taille des trous et de la hauteur septale, et permet ainsi de prédire le gain en efficacité suivant les dimensions de ces deux paramètres.

A titre d'exemple quantitatif, trois géométries de collimateur ont été étudiées (Tableau IV-21) :

- un collimateur équivalent au collimateur d'Anger (matching 1:1) (colli n°1)
- un collimateur dont la taille des trous est plus grande (matching 1:2) (colli n°2)
- un collimateur dont la hauteur septale est plus petite (matching 1:1) (colli n°3)

Les dimensionnements des collimateurs n°2 et n°3 ont été choisis de telle manière à ce que l'efficacité de ces deux collimateurs soit approximativement égale, et environ cinq fois supérieure à celle du collimateur n°1 (type Anger LEHR) (Tableau IV-21).

Collimateurs	Taille des trous carrés (mm)	Epaisseur septale (mm)	Hauteur septale (mm)	Efficacité géométrique (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	Résolution spatiale géométrique (mm)
colli n°1 (Anger)	1,3	0,2	25	168,5	6,6
colli n°2 (large trou)	2,8	0,2	25	906,5	14,2
colli n°3 (faible hauteur)	1,3	0,2	11	919,7	13,7

Tableau IV-21: Exemple de dimensionnement et performances associées (évaluées par les formules analytiques) de trois types de collimateurs à trous parallèles à trous carrés associés à un détecteur avec des pixels de pas 1,5 mm.

Bien entendu, cette agrandissement de l'ouverture angulaire a une conséquence dramatique sur la résolution spatiale du système (Équation II-12) : elle se détériore avec un agrandissement de la taille des trous et/ou avec une diminution de la hauteur septale (Tableau IV-21).

II.B.2 L'intérêt de la profondeur d'interaction sur le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire

Pour pouvoir maintenir une bonne résolution spatiale du système, le principe est d'utiliser la capacité de certains détecteurs de disposer de la **profondeur d'interaction** du photon dans le détecteur, comme le réalisent les détecteurs CdZnTe monolithiques pixellisés. Cette connaissance de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur permet d'avoir une précision sur la localisation spatiale de la source, directement traduite par le terme de résolution spatiale.

Cette architecture, utilisant un *collimateur à large ouverture angulaire* associé à *l'information de profondeur d'interaction* dans le détecteur, a été baptisée *HiSens*, pour *High Sensitivity* en anglais.

La connaissance de la profondeur d'interaction d'un photon dans le détecteur va nous permettre de segmenter ou discrétiser virtuellement le détecteur en n couches de détection (appelés sous-couches détecteurs) selon l'axe Z de la profondeur. Par exemple, le détecteur peut-être segmenté en cinq sous-couches d'épaisseur 1 mm, puisque nous avons montré expérimentalement et par simulation que la profondeur d'interaction d'un photon dans le détecteur étudié peut être connue avec une précision inférieure au millimètre. Grâce à cette segmentation sur la profondeur du détecteur, le collimateur présente une ouverture angulaire différente pour chaque sous-couche d'un pixel détecteur (nommé alors voxel détecteur), comme le montre Figure IV-79 avec un cas de collimateur matching 1:1.

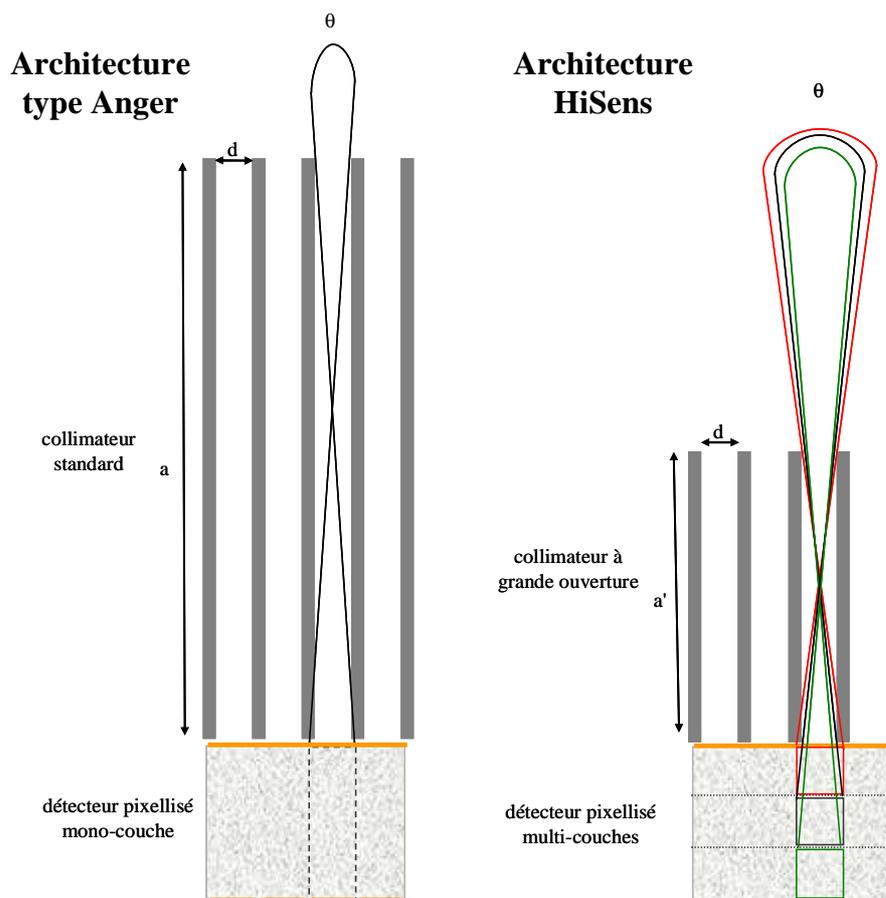


Figure IV-79 : Différence d'ouverture angulaire maximale pour chaque sous-couche d'un pixel détecteur multi-couches (architecture HiSens à droite) comparée au pixel détecteur mono-couche (architecture type Anger à gauche), et dans le cas d'un collimateur matching 1:1.

La différence d'ouverture angulaire de chaque voxel détecteur se traduit en une précision de localisation spatiale de la source dans le plan d'axes X et Y. Cette précision de localisation dépend également de la distance entre la source et le collimateur (axe Z) (Figure IV-80). En effet, plus la source est éloignée, plus la région de différence d'angle s'agrandit. Ces régions de différence d'angle dépendent non seulement de la géométrie du collimateur (type de matching, taille des trous et hauteur septale) mais également de l'épaisseur des sous-couches du détecteur. Sur l'exemple de la Figure IV-80, avec un collimateur matching 1:1 et un détecteur segmenté en 3 sous-couches définissons :

- la région n°1 comme l'intersection du cône d'ouverture du voxel n°1 et n°2 ;
- la région n°2 comme l'intersection du cône d'ouverture du voxel n°2 et n°3 ;
- la région n°3 comme étant égale au cône d'ouverture du voxel n°3.

Par une simple description géométrique, les photons émis par une source située dans :

- la **région 1** (source n°1) ne peuvent atteindre que la **première sous-couche** du pixel détecteur d'étude (voxel n°1) ;
- la **région 2** (source n°2) ne peuvent atteindre que les **deux premières sous-couches** du pixel détecteur d'étude (voxel n°1 et n°2) ;
- la **région 3** (source n°3) peuvent atteindre les **trois sous-couches** du pixel détecteur d'étude.

Ainsi si l'on étudie les signaux de chaque sous-couche du détecteur, on peut théoriquement connaître la région d'émission de la source.

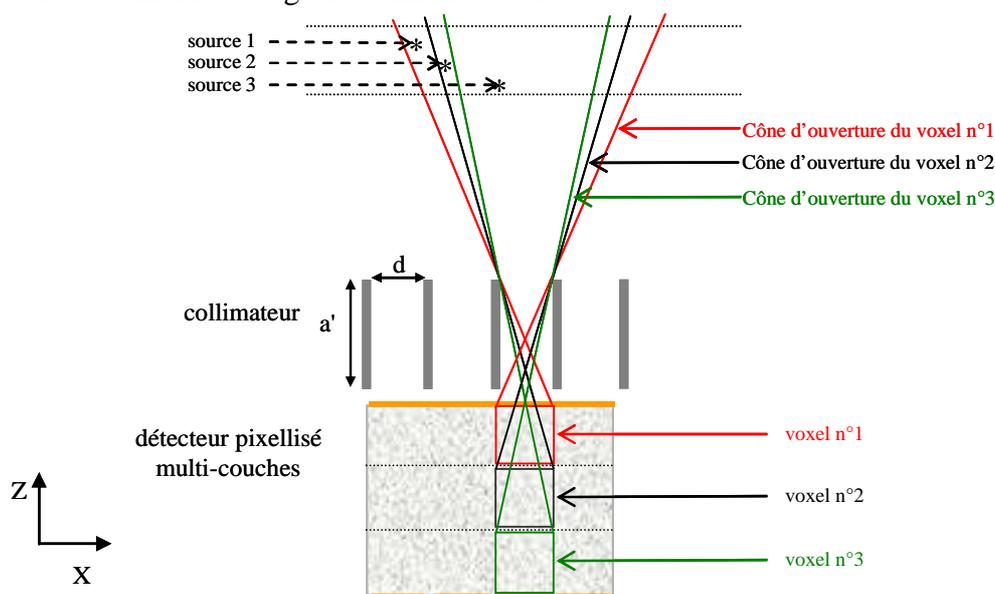


Figure IV-80 : Précision de localisation spatiale de trois sources grâce aux différences d'ouverture angulaire maximale des sous-couches des pixels détecteurs, dans le cas d'un collimateur matching 1:1.

Notons que les schémas des Figure IV-80, Figure IV-81, et Figure IV-83, ne sont pas à l'échelle pour des raisons de clarté.

Cette description géométrique peut également être réalisée avec un collimateur matching 1:2, où un trou épouse quatre pixels détecteurs (Figure IV-81). Il s'agit d'une « pixellisation » du détecteur dans le trou du collimateur. De la même façon que précédemment, chaque voxel détecteur sous le même trou du collimateur dispose d'une ouverture angulaire différente de ses voisins. Ces différences d'ouverture angulaire apportent également une précision de localisation spatiale de la source.

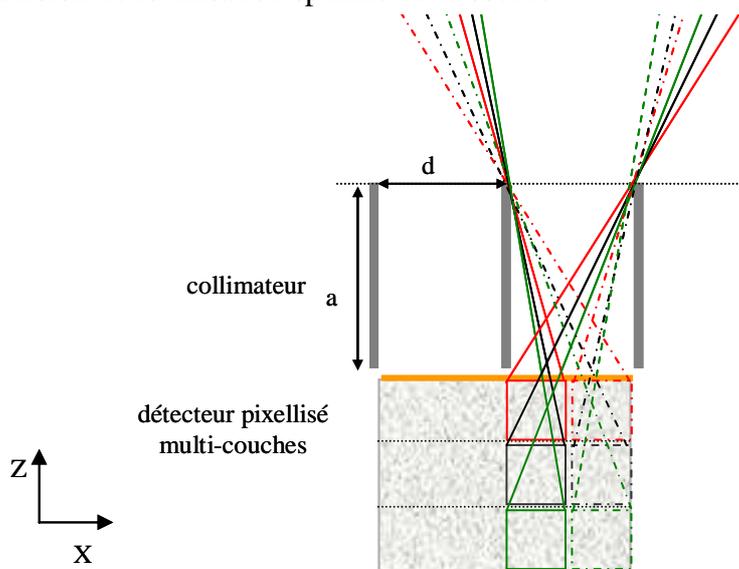


Figure IV-81 : Précision de localisation spatiale de trois sources grâce aux différences d'ouverture angulaire maximale des sous-couches des pixels détecteurs, dans le cas d'un collimateur matching 1:2.

Notons que la « pixellisation » des détecteurs CdZnTe dans les trous du collimateur a notamment été étudiée par [Zeng, et al., 2003 et 2004], avec les collimateurs multi-fentes. Cette pixellisation est utilisée lors de l'agrandissement de l'ouverture (1D) des fentes et permet de disposer d'une différence angulaire entre des pixels (Figure IV-82). Cette géométrie a permis d'avoir un meilleur contraste et une meilleure résolution spatiale par rapport à la géométrie sans pixellisation.

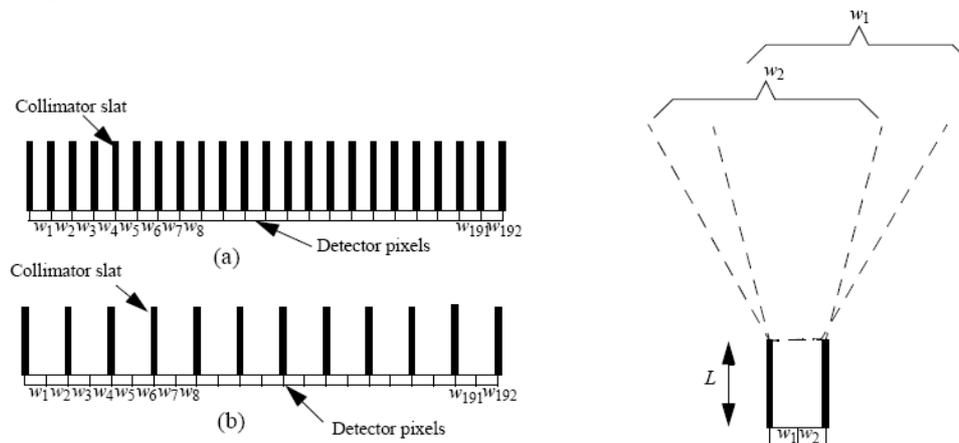


Figure IV-82 : Pixellisation des détecteurs dans les fentes du collimateur multifentes [Zeng, et al., 2004].

Dans notre cas, la discrétisation du détecteur selon l'axe Z permet d'apporter une précision sur la localisation spatiale des sources dans le plan d'axes X et Y. Celle-ci peut être évaluée de manière approximative par un calcul géométrique simple [voir Annexe III]. Il s'agit, par exemple, de la précision de localisation apportée par la première sous-couche diff_1 , par la deuxième diff_2 , et par la troisième diff_3 pour un détecteur segmenté en trois sous-couches (Figure IV-83).

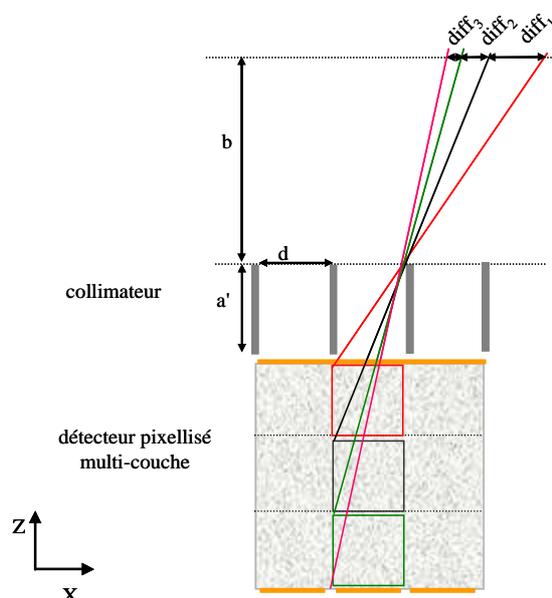


Figure IV-83 : Exemple de la précision de localisation spatiale apportée par la profondeur d'interaction : la première sous-couche apporte une précision diff_1 , la deuxième une précision diff_2 et la troisième une précision diff_3 pour un détecteur segmenté en trois sous-couches avec un collimateur matching 1:1.

A titre d'exemple quantitatif, ces différences de localisation spatiale dans le plan des axes X et Y ont été évaluées pour les trois géométries de collimateur définies ci-dessus (Tableau IV-21). Deux exemples ont été pris : le détecteur de 5 mm d'épaisseur a été segmenté en **5 sous-couches d'égale épaisseur** (sous-couche d'épaisseur 1 mm chacune) (Tableau IV-22) et en **3 sous-couches équiprobables** (c'est-à-dire que chacune des 3 sous-couches renferme le même nombre de photons, correspondant sensiblement à une première sous-couche d'épaisseur de 0,8 mm, une deuxième de 1,2 mm et une troisième de 3,0 mm) (Tableau IV-23). Dans ces deux tableaux, sont données les différences de localisation spatiale apportées par la 1^{ère} sous-couche, la 2^{ème} sous-couche, etc... dans le cas d'un collimateur matching 1:1. La différence totale est également donnée.

Collimateurs	diff ₁ (µm)	diff ₂ (µm)	diff ₃ (µm)	diff ₄ (µm)	diff ₅ (µm)	total (µm)
colli n°1 (Anger)	200,0	185,2	172,0	160,1	149,4	866,7
colli n°2 (large trou)	430,8	398,9	370,4	344,8	321,8	1866,7
colli n°3 (faible hauteur)	984,8	833,3	714,3	619,1	541,7	3693,2

Tableau IV-22: Exemple de précision de localisation spatiale à 100 mm du collimateur, apportée par une segmentation de détecteur de 5 mm d'épaisseur en **cinq** sous-couches d'égale épaisseur pour les trois collimateurs.

Collimateurs	diff ₁ (µm)	diff ₂ (µm)	diff ₃ (µm)	total (µm)
colli n°1 (Anger)	153,8	224,6	488,3	866,7
colli n°2 (large trou)	331,3	483,7	1051,6	1866,7
colli n°3 (faible hauteur)	765,6	1023,2	1904,3	3693,2

Tableau IV-23: Exemple de précision de localisation spatiale à 100 mm du collimateur, apportée par une segmentation de détecteur de 5 mm d'épaisseur en **trois** sous-couches équiprobables pour les trois collimateurs.

Cette simple évaluation permet de faire les remarques suivantes :

- pour le collimateur n°1 (type Anger), les précisions de localisation spatiale des sous-couches et totale sont faibles, elles sont plus importantes lorsque l'ouverture angulaire est plus grande (cas du colli n°2 et n°3) ;
- les précisions de localisation spatiale sont meilleures avec le collimateur de hauteur septale plus petite (colli n°3) qu'avec le collimateur de taille de trous plus grande (colli n°2) ;
- les précisions de localisation spatiale sont directement liées à l'épaisseur des sous-couches, comme l'on pouvait s'y attendre.

Pour améliorer la résolution spatiale des images, cette précision de localisation spatiale ne doit, a priori, pas être trop petite ni trop grande par rapport à l'échantillonnage des données (voir plus loin). Nous avons fait le choix d'utiliser :

- la profondeur d'interaction uniquement avec une collimation à grande ouverture angulaire ;
- le collimateur à grande ouverture angulaire par diminution de la hauteur septale plutôt que par augmentation de la taille des trous.

De plus, l'évaluation des différences de localisation spatiale à 100 mm du collimateur de faible hauteur septale (colli n°3) matching 1:2 (Figure IV-84) est présentée dans le Tableau IV-24. Les différences de localisation spatiale avec pixellisation sont également liées à l'épaisseur (et au nombre) des sous-couches. La différence totale est meilleure avec la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur (collimateur matching 1:2) que sans (collimateur matching 1:1).

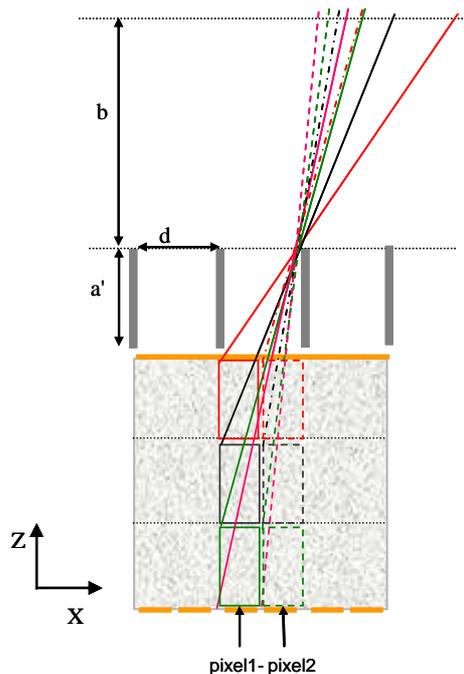


Figure IV-84 : Exemple de la précision de localisation spatiale apportée par la profondeur d'interaction pour un détecteur segmenté en trois sous-couches et pour le pixel 1 et le pixel 2 avec un collimateur matching 1:2.

Collimateur	détecteur	pixel	diff ₁ (μm)	diff ₂ (μm)	diff ₃ (μm)	diff ₄ (μm)	diff ₅ (μm)	sous-total (μm)	total (μm)
colli n°3 (faible hauteur)	5 doi	pixel 1	984,8	833,3	714,3	619,1	541,7	3693,2	5255,8
		pixel 2	416,7	352,6	302,2	261,9	229,2	1562,6	
	3 doi	pixel 1	765,6	1023,2	1904,3	-	-	3693,2	
		pixel 2	323,9	432,9	805,8	-	-	1562,6	

Tableau IV-24: Exemple de précision de localisation spatiale à 100 mm du collimateur, apportée par une segmentation du détecteur de 5 mm d'épaisseur en **cinq** sous-couches d'égale épaisseur (5 doi) ou en **trois** sous-couches équiprobables (3 doi), pour le collimateur de faible hauteur (colli n°3) matching 1:2.

Le nombre de sous-couches et leurs épaisseurs, ainsi que la pixellisation des pixels détecteurs dans les trous du collimateur à grande ouverture angulaire, sont des paramètres pouvant conditionner les performances de HiSens. Ils seront discutés par la suite.

II.B.3 Synthèse

L'architecture **HiSens** est constituée d'un collimateur à trous parallèles à **grande ouverture angulaire** et d'un détecteur disposant de l'information de **profondeur d'interaction** des photons. Les détecteurs choisis sont les détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe. Le collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire choisi est un collimateur de faible hauteur septale matching 1:1 ou matching 1:2.

Cette architecture HiSens doit être associée à des méthodes de reconstruction d'images. En effet, le fait de segmenter un pixel détecteur sur la profondeur, en n sous-couches détecteurs, permet de disposer d'autant d'images que de sous-couches, et non plus d'une unique image interprétable, comme c'était le cas avec l'image planaire classique. Il est désormais nécessaire de combiner ces images au moyen de méthodes de reconstruction.

III Les méthodes de reconstruction pour HiSens

L'architecture HiSens est associée à des méthodes de reconstruction d'images. En effet, les images obtenues par la segmentation sur la profondeur des pixels du détecteur (une image par sous-couche détecteur) imposent d'utiliser des méthodes de reconstruction. Celles-ci sont utilisées **en acquisition planaire** (un angle de vue) et **en acquisition tomographique** (plusieurs angles de vue), car le nombre d'images est égal au nombre de sous-couches détecteurs en acquisition planaire, et ce nombre est multiplié par le nombre d'angles de vue en acquisition tomographique.

III.A Choix d'une méthode de reconstruction

Classiquement, avec les caméras d'Anger, les méthodes de reconstruction d'images sont exclusivement utilisées en acquisition tomographique. Quelques unes de ces méthodes ont été détaillées dans le chapitre III. On y a distingué deux grandes classes de méthode : les **méthodes analytiques** et les **méthodes algébriques**.

Les **méthodes analytiques** sont des méthodes rapides d'exécution et faciles à utiliser. Cependant elles supposent des acquisitions pseudo continues (un nombre d'angles de vue élevé), qui n'en font pas des bons candidats pour l'architecture HiSens. En effet, l'architecture HiSens nécessite une utilisation des méthodes de reconstruction en acquisition planaire et tomographique. En acquisition planaire, le nombre d'image est limité au nombre de sous-couches du détecteur. Le nombre de projections est alors très restreint, compris entre 2 et 5, et ces projections sont très proches (différences angulaires faibles). En acquisition tomographique, le nombre d'angles de vue est également limité (classiquement 64 ou 128 vues sur 360°). Les acquisitions ne sont donc pas continues et ne peuvent pas être supposées continues.

Les **méthodes algébriques** sont des méthodes itératives nécessitant un temps de calcul plus long que les méthodes analytiques. Elles sont adaptées à la géométrie de HiSens, car la segmentation du détecteur en pixel et en sous-couches permet une description discrète et matricielle du problème. De plus, elles permettent de prendre en compte les phénomènes physiques tels que l'atténuation et le bruit d'acquisition, difficilement pris en compte dans les méthodes analytiques.

Ces méthodes itératives ont donc été retenues plutôt que les méthodes analytiques. Ainsi durant ce travail de thèse, ces méthodes ont été utilisées, et plus particulièrement les méthodes itératives algébriques telles que les méthodes **ART** et **SART**, et les méthodes itératives statistiques telles que les méthodes **MLEM** et **OSEM**, mais également la méthode statistique régularisée **OSEM-MRP** (Median Root Prior). Bien entendu, ces méthodes ont dues être adaptées à l'architecture HiSens, pour prendre en compte les acquisitions à différentes profondeurs d'interaction.

III.B Les méthodes de reconstruction algébrique adaptées à HiSens

Les méthodes algébriques reposent sur l'expression discrète et matricielle du problème de reconstruction. Elles ont été présentées au chapitre III, où les notations ont été introduites. Pour HiSens, les projections (p) sont désormais décrites sous la forme d'un vecteur de dimensions $n_\theta \times N^2 \times N_e$, où n_θ désigne le nombre de projections sous lesquelles l'objet (f) est vu par le système de détection (nombre d'angles de vue θ), et où $N^2 \times N_e$ est l'échantillonnage du détecteur, c'est-à-dire le nombre de **voxels détecteurs**, et avec N_e est le nombre de **sous-**

couches détecteurs. La distribution d'activité dans le volume objet étudié (f) est toujours (voir chapitre III) décrite par un vecteur de dimensions V^3 , représentant le nombre de voxels du volume 3D à reconstruire (Figure IV-85).

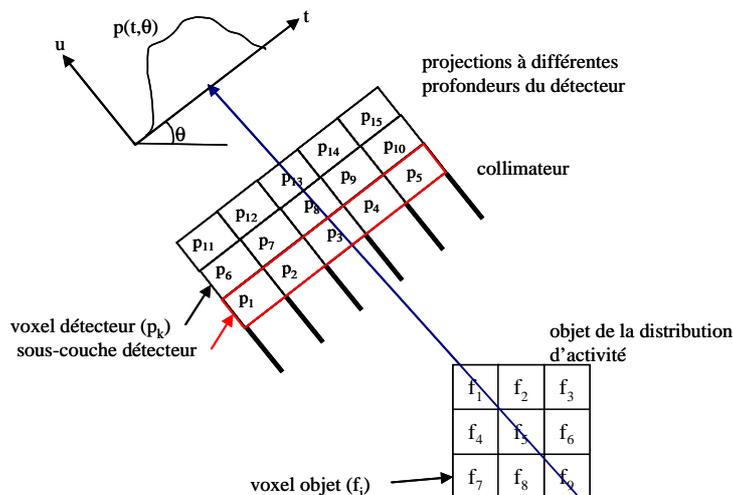


Figure IV-85 : Échantillonnage des données, avec la profondeur d'interaction du détecteur, utilisé pour les méthodes de reconstruction itératives.

Une matrice, nommée R , permet de relier les projections et l'objet de la distribution d'activité selon l'expression matricielle $p = R.f$. Cette matrice est alors de dimension $(n_\theta \times N^2 \times N_e, V^3)$, et où chaque élément r_{ki} de la matrice R représente la probabilité qu'un photon émis par le $i^{\text{ème}}$ voxel objet (f_i) soit détecté par le $k^{\text{ème}}$ voxel détecteur (p_k).

Dans ces conditions, les algorithmes des méthodes algébriques ART et SART et des méthodes statistiques MLEM et OSEM utilisés sont ceux énoncés dans le chapitre III. Les sous-ensembles utilisés dans les méthodes SART et OSEM, correspondent, en acquisition planaire, aux projections obtenues à différentes profondeurs d'interaction sous un angle de vue. En acquisition tomographique, on peut envisager différentes façons de choisir les sous-ensembles. Ces sous-ensembles peuvent correspondre soit aux projections à différentes profondeurs d'interaction, soit aux projections à différents angles de vue, soit une combinaison des deux. Dans ces cas, les méthodes sont implémentées selon la structure suivante (Figure IV-86). L'ordre de parcours de ces sous-ensembles doit être également précisé.

```

1. initialisation de l'objet estimé
2. itération :
   boucle sur les angles de rotation      ou      boucle sur les sous-couches détecteurs
   boucle sur les sous-couches détecteurs  ou      boucle sur les angles de rotation
   { (a) rotation de l'objet à l'angle  $\theta$ 
     (b) calcul de la projection estimée à partir de l'objet estimé à l'angle  $\theta$ 
         - boucle sur les voxels objets
         - boucle sur les voxels détecteurs de la sous-couche considérée
           calcul de la projection estimée de la sous-couche considérée
     (c) calcul de l'écart de la projection estimée par rapport à la projection mesurée de la sous-couche considérée à l'angle  $\theta$ 
     (d) mise à jour de l'objet estimé à l'angle  $\theta$ 
         - boucle sur les voxels objets
         - boucle sur les voxels détecteurs de la sous-couche considérée
           mise à jour de l'objet estimé
     }
3. Retour en 2. jusqu'à convergence.

```

Figure IV-86 : Les étapes itératives avec regroupement en sous-ensembles (sous-couches détecteurs).

De plus, les algorithmes des méthodes itératives statistiques régularisées doivent être adaptés à HiSens. En effet, dans l'exemple du chapitre III (l'a priori sur l'objet estimé par les distributions de Gibbs), l'algorithme MLEM régularisé dépend du paramètre λ (le paramètre de régularisation). Dans le cas où le détecteur est segmenté en sous-couche (l), le paramètre de régularisation doit être proportionnel au nombre d'événement dans chaque sous-couche du détecteur, λ dépend de l : $\lambda(l)$. L'algorithme MLEM régularisé pour HiSens devient alors (Équation IV-43) :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \times c^{(n)} = \frac{f_i^{(n)}}{\sum_k r_{ki} + \lambda_{(l)}} \frac{\partial U(f_i)}{\partial f_i} \sum_k \frac{p_k^{\text{mesurée}} r_{ki}}{p_k^{\text{estimée}(n)}} \quad \text{Équation IV-43}$$

avec

$$\lambda_l = \lambda \cdot \frac{\sum_{xy} r_{xy,i}}{\sum_{xy} \sum_l r_{xy,l,i}} \quad \text{et} \quad \sum_k r_{ki} = \sum_{xy} \sum_l r_{xy,l,i} \quad \begin{array}{l} \text{Équation IV-44} \\ \text{et Équation IV-45} \end{array}$$

où i, k, et xy sont respectivement les indices des voxels objets, des voxels détecteurs et des voxels détecteurs de la sous-couche l considérée.

IV Synthèse et perspectives

La nouvelle architecture de gamma caméra proposée est constituée d'un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire et d'un détecteur disposant de la profondeur d'interaction des photons. Cette architecture doit permettre d'augmenter l'efficacité de la gamma caméra tout en maintenant la résolution spatiale du système. Cette architecture a donc été baptisée **HiSens** (pour **H**igh **S**ensitivity).

Pour l'architecture HiSens, le système de détection à base de semi-conducteurs est privilégié par rapport aux systèmes de détection à base de scintillateur, car les semi-conducteurs présentent une meilleure résolution en énergie et une meilleure résolution spatiale intrinsèque. Parmi les semi-conducteurs utilisés pour la détection des rayons gamma, les semi-conducteurs monolithiques pixellisés à base de tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe) ont été retenus, notamment car ils permettent d'obtenir des résolutions en énergie inférieures à 3%, mais aussi une précision submillimétrique sur la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. Associé au détecteur CdZnTe, le collimateur à trous parallèles carrés présente l'avantage de disposer d'un large champ de vue avec une résolution spatiale et une efficacité homogène. De plus, la forme carrée des trous est adaptée pour une association aux détecteurs pixellisés. La géométrie du collimateur doit permettre d'augmenter l'efficacité du système. Il doit donc être à large ouverture angulaire, par exemple à faible hauteur septale. Cette ouverture angulaire a pour conséquence de dégrader la résolution spatiale du système. Pour pouvoir maintenir une bonne résolution spatiale, l'architecture HiSens utilise la capacité des détecteurs CdZnTe de disposer de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. Cette information de profondeur d'interaction est utilisée par des méthodes de reconstruction d'images, aussi bien en acquisition planaire qu'en acquisition tomographique.

L'architecture HiSens va être évaluée par **simulation** au moyen de deux logiciels : SINDBAD en mode émission et PENELOPE-TASMANIA. La démarche pour réaliser les simulations ainsi qu'une réflexion sur le nombre de sous-couches détecteurs font l'objet du chapitre V. Les résultats des simulations sont ensuite présentés dans le chapitre VI. Les premières validations expérimentales y sont également exposées.

CHAPITRE V

Les logiciels de simulation pour HiSens

I	SINDBAD mode analytique.....	120
I.A	Adaptation de SINDBAD pour l'imagerie gamma.....	120
I.B	Evaluation de SINDBAD pour l'imagerie gamma.....	122
I.B.1	Description des géométries.....	122
a)	Schéma de la géométrie.....	122
b)	Description de la géométrie expérimentale (Anger).....	123
c)	Description de la géométrie de simulation (SINDBAD).....	124
I.B.2	Comparaison des résultats de SINDBAD aux résultats expérimentaux.....	125
a)	Source ponctuelle.....	125
b)	Source thyroïdienne.....	127
I.B.3	Conclusion.....	128
I.C	Mise en œuvre de SINDBAD pour la simulation de HiSens.....	128
I.C.1	Modélisation de la profondeur d'interaction du détecteur par SINDBAD.....	128
I.C.2	Evaluation de la matrice R et des projections par SINDBAD.....	129
a)	Evaluation de la matrice R.....	129
b)	Evaluation des projections.....	132
I.C.3	Insertion de SINDBAD dans le schéma des méthodes de reconstruction itératives.....	134
II	PENELOPE et TASMANIA.....	134
II.A	Utilisation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma.....	134
II.B	Evaluation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma.....	136
II.B.1	Description des géométries.....	136
II.B.2	Confrontation des images (projections) obtenues par PENELOPE et SINDBAD.....	137
a)	Avec un détecteur de 5 mm d'épaisseur.....	137
b)	Avec un détecteur de 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur.....	139
II.B.3	Conclusion.....	141
II.C	Mise en œuvre de PENELOPE et TASMANIA pour la simulation de HiSens.....	142
III	Synthèse et discussion.....	142
III.A	Synthèse sur les logiciels de simulation.....	142
III.B	Discussion sur le dimensionnement de l'architecture HiSens.....	143

Ce chapitre décrit les deux logiciels de simulation utilisés dans le cadre de cette thèse pour évaluer les performances de l'architecture HiSens.

La **première partie** de ce chapitre décrit le logiciel de simulation **SINDBAD**. A l'origine, ce logiciel a été développé pour l'imagerie X, et a été présenté dans le chapitre III pour cette application. Pour pouvoir réaliser des simulations en imagerie gamma, SINDBAD a été adapté. Cette adaptation au mode émission est donc présentée et évaluée par une étude comparative avec l'expérimental, sur une gamma caméra d'Anger.

La **deuxième partie** de ce chapitre décrit le logiciel de simulation **PENELOPE**, réalisant des simulations Monte Carlo. Ces simulations permettent de modéliser plus précisément les interactions dans le détecteur. PENELOPE est couplé au logiciel TASMANIA, permettant de modéliser toute l'électronique en sortie du détecteur. Les mesures ainsi réalisées sont plus réalistes, et permettent de s'approcher des mesures expérimentales.

La **troisième partie** de ce chapitre synthétise le **rôle** respectif de ces deux logiciels de simulation (SINDBAD et PENELOPE, couplé à TASMANIA) pour l'évaluation de l'architecture HiSens. Une réflexion sur les **dimensionnements** de l'architecture HiSens est ensuite exposée.

I SINDBAD mode analytique

Le logiciel SINDBAD, dont la description a été en partie réalisée au chapitre III, a été initialement développé pour l'imagerie X, c'est-à-dire pour un mode transmission. Or, pour l'imagerie gamma, nous avons besoin d'un outil de simulation d'une chaîne en mode émission.

La première partie du travail a donc été **d'adapter le logiciel SINDBAD pour le mode émission**. De plus, l'utilisation de SINDBAD en mode analytique a été privilégiée par rapport au mode Monte Carlo. Ce choix repose sur deux principales raisons :

- le temps des simulations analytiques est plus court que les simulations Monte Carlo ;
- les photons diffusés dans l'objet ou dans le collimateur peuvent être négligés, car expérimentalement, ils ne sont pas ou très peu comptabilisés dans la fenêtre énergétique (ils ont une énergie plus faible que l'énergie E_0 des photons de la source) des détecteurs CdZnTe ayant une résolution en énergie autour de 2-3%.

La seconde partie du travail a été d'évaluer le logiciel **SINDBAD** en mode **émission analytique**. Notons que SINDBAD est utilisé sous sa cinquième version et sous SUN / Solaris.

I.A Adaptation de SINDBAD pour l'imagerie gamma

Les principales différences de modélisation entre une chaîne de transmission X et une chaîne d'émission gamma se situent principalement au niveau de la source :

successivement relié à chaque source ponctuelle (Figure V-88), soit à chaque centre des voxels de la source, par un lancer de rayons.

Comme en imagerie X, une discrétisation des pixels détecteurs doit être réalisée selon les axes X et Y (Figure V-88). Elle permet ainsi de modéliser plus précisément l'émission isotrope de la source et la pénétration des photons gamma à travers le collimateur (pénétration septale).

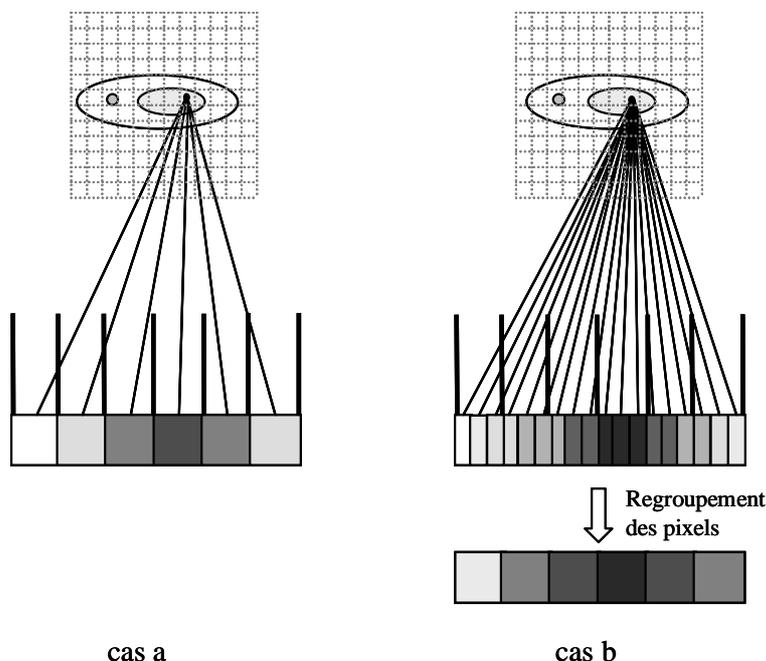


Figure V-88 : Le modèle de détection en mode émission analytique sans (cas a) et avec (cas b) une sous-discretisation des pixels détecteurs selon l'axe X et Y.

I.B Evaluation de SINDBAD pour l'imagerie gamma

Disposant d'une gamma caméra d'Anger au laboratoire, la vérification du fonctionnement correct de **SINDBAD en mode émission analytique** a été possible en confrontant les images issues de l'expérience aux simulations.

I.B.1 Description des géométries

a) Schéma de la géométrie

La comparaison des images issues de l'expérience et des simulations a été réalisée en utilisant d'une part une source ponctuelle de ^{57}Co , et d'autre part une source étendue thyroïdienne de ^{57}Co . Ces sources ont été placées devant un collimateur (distance b de l'entrée du celui-ci) sur une plaque en plexiglas de 4 mm d'épaisseur (atténuant 92,52% des photons de 122 keV). Le collimateur utilisé est un collimateur parallèle à trous carrés, dont la géométrie est précisée ci-dessous. Il est disposé devant le détecteur scintillateur NaI(Tl) de la gamma caméra d'Anger (Figure V-89).

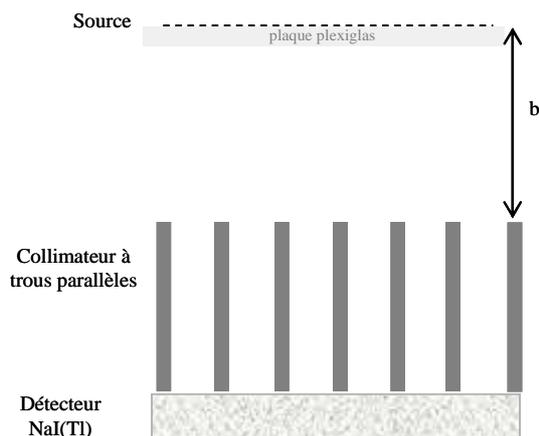


Figure V-89 : Schéma de la géométrie expérimentale (Anger) et des simulations (SINDBAD).

b) Description de la géométrie expérimentale (Anger)

- Les sources mises à disposition sont des sources scellées de ^{57}Co , émettant majoritairement des photons de 122 keV (rapport d'embranchement de 85,7%) avec une période physique de $T_{1/2} = 271$ jours. Deux types de source sont disponibles : une source ponctuelle et une source thyroïdienne.

- La source ponctuelle se présente sous forme d'un petit cylindre, de diamètre 1 mm et de hauteur comprise entre 0,2 et 0,5 mm, rempli de poudre ^{57}Co . Le 23/09/2004, son activité totale était de 3,47 MBq ;
- La source thyroïde (Figure V-90) est un fantôme de forme thyroïdienne (deux lobes) uniformément rempli de poudre ^{57}Co . Un des lobes présente une activité double de l'autre (hauteur double), et dans ces lobes sont disposés quatre inserts cylindriques. La taille de la thyroïde est de $59 \times 71 \times 18 \text{ mm}^3$. Le 18/01/06, son activité totale était de 64,7 kBq.

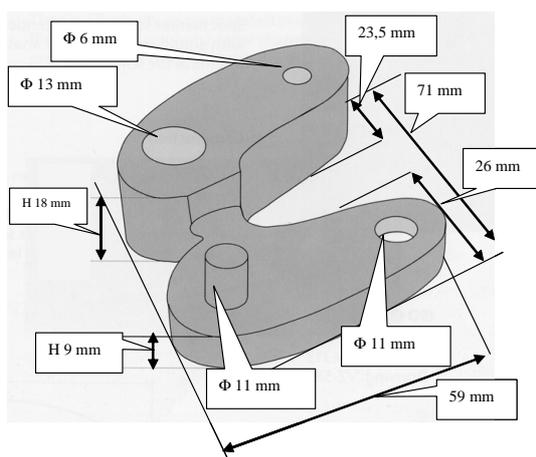


Figure V-90 : Le fantôme source de forme thyroïdienne.

- Le type de collimateur utilisé est un collimateur à trous parallèles carrés en plomb. Deux dimensionnements sont utilisés (Tableau V-25), ils diffèrent sur la valeur de la hauteur septale : l'un possède une hauteur septale de 25 mm (colli_H25, type LEHR) et l'autre une hauteur septale de 12,5 mm (colli_H12,5).

Collimateur	Hauteur septale (mm)	Côté (mm)	Épaisseur septale (mm)
colli_H25 (type LEHR)	25	1,28	0,22
colli_H12,5	12,5		

Tableau V-25 : Dimensionnement des deux collimateurs à trous parallèles carrés utilisés.

- Le système de détection est composé d'un détecteur scintillateur NaI(Tl) de 9,525 mm d'épaisseur, couplé à des photomultiplicateurs de section hexagonale, par l'intermédiaire d'un guide de lumière. L'électronique associée et les processeurs nous permettent d'obtenir une image sur ordinateur. Les performances du module de détection de la gamma caméra d'Anger, évoquées lors du chapitre I, sont une résolution en énergie de 10% (fenêtre énergétique de 20%) et une résolution spatiale intrinsèque d'environ 3,5 mm.

c) Description de la géométrie de simulation (SINDBAD)

- Les sources modélisées avec SINDBAD sont une source ponctuelle et une source thyroïdienne. Ces deux sources émettent uniquement des photons de 122 keV (source mono-énergétique).

- la source ponctuelle est un point émetteur ;
- la source thyroïdienne est une source étendue de la même forme que celle utilisée expérimentalement : deux lobes, dont l'un a une activité double de l'autre, avec quatre inserts. Il s'agit d'une source voxellisée (Figure V-91). Lors des simulations, pour modéliser la profondeur de la source, la source thyroïdienne est segmentée sur plusieurs plans. Mais pour l'instant, compte tenu du temps de calcul proportionnel au nombre de plans, la source thyroïdienne a été segmentée uniquement sur 2 plans (Figure V-92). Les lobes de la thyroïde dans ces deux plans sont alors d'activité identique. La taille de la thyroïde est de $59 \times 71 \times 18 \text{ mm}^3$ et les inserts ont des diamètres respectifs de 6 mm, 11 mm, 11 mm et 13 mm. Les 2 plans sont espacés de 9 mm et chaque pixel d'un plan source est de dimension $1,8 \times 1,8 \text{ mm}^2$;



Figure V-91 : La source thyroïdienne voxellisée sur un unique plan (zone blanche d'activité 1, grise d'activité $\frac{1}{2}$ et noire d'activité 0).



Figure V-92 : La source thyroïdienne voxellisée sur deux plans (zone blanche d'activité $\frac{1}{2}$, et noire d'activité 0).

- Les collimateurs modélisés sont équivalents aux deux collimateurs expérimentaux (Tableau V-25).

- Le système de détection est composé uniquement d'un détecteur scintillateur NaI(Tl), de 9,525 mm d'épaisseur. Avec SINDBAD analytique, ce détecteur est considéré idéal. Les images vont donc être a posteriori dégradées pour s'approcher de l'expérimental :

- pour prendre en compte la résolution spatiale intrinsèque du système de détection réel (NaI(Tl) + PMTs + électroniques), l'image obtenue est convoluée par une FTM (Fonction Transfert Modulation) : une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 3,5 mm ;

- l'image est ensuite bruitée par la loi poissonnienne, pour modéliser le bruit photonique.

I.B.2 Comparaison des résultats de SINDBAD aux résultats expérimentaux

a) Source ponctuelle

La source ponctuelle ^{57}Co est placée successivement à trois distances de la face d'entrée du collimateur ($b = 50 \text{ mm}$, $b = 100 \text{ mm}$, et $b = 150 \text{ mm}$). Les trois projections de la source ponctuelle sur le détecteur issues de l'expérience (caméra d'Anger) et des simulations SINDBAD sont comparées en évaluant :

- la résolution spatiale du système, il s'agit de la largeur à mi-hauteur de la fonction de dispersion ponctuelle, évaluée par la largeur à mi-hauteur du profil de la projection ;
- l'efficacité du système, il s'agit du rapport entre le nombre de coups observé sur le détecteur et le nombre de photons émis par la source.

Ces valeurs de résolution spatiale et d'efficacité du système ont été reportées sur les graphes des Figure V-93 et Figure V-94, mais également comparées à celles évaluées par les formules mathématiques, données dans le chapitre II.

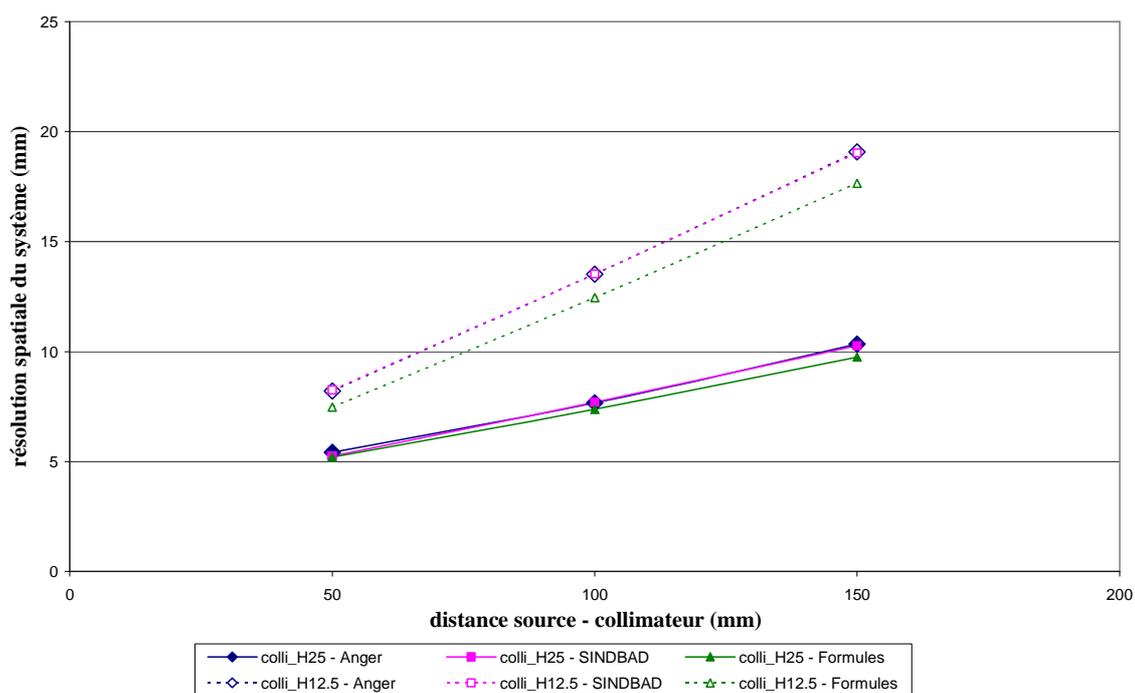


Figure V-93 : Comparaison de la résolution spatiale du système entre l'expérience (Anger), la simulation (SINDBAD) et les formules analytiques (Formules), pour trois distances entre la source ponctuelle et les collimateurs de hauteur $H = 25 \text{ mm}$ (colli_H25) et $H = 12,5 \text{ mm}$ (colli_H12,5).

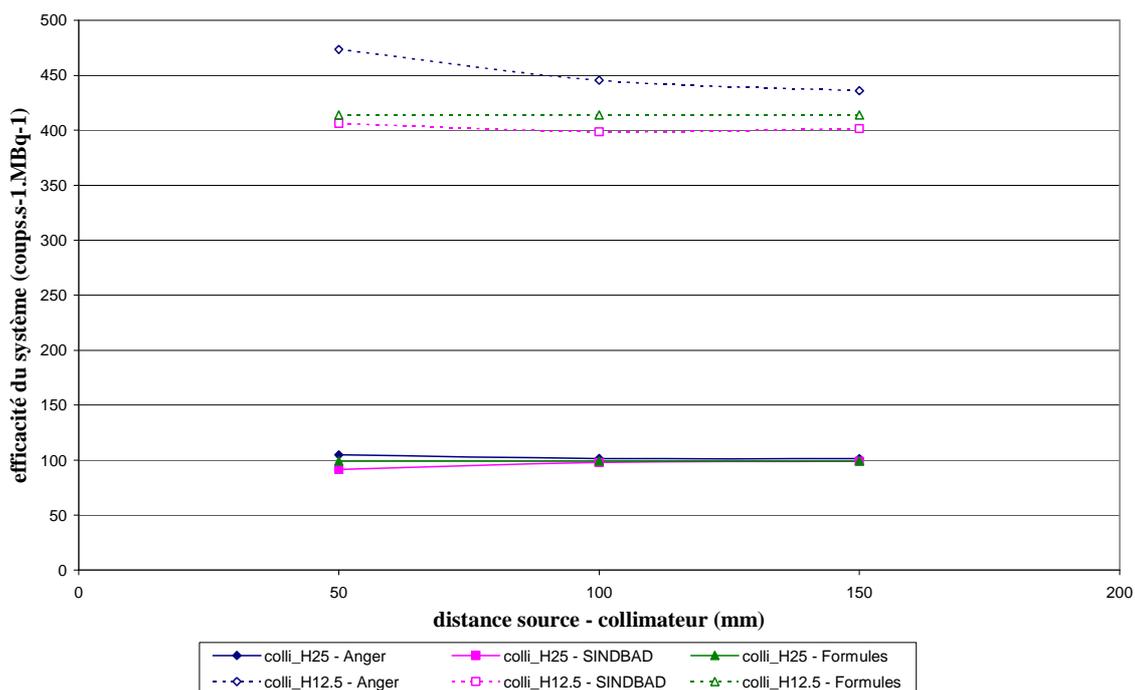


Figure V-94 : Comparaison d'efficacité du système entre l'expérience (*Anger*), la simulation (*SINDBAD*) et les formules analytiques (*Formules*), pour trois distances entre la source ponctuelle et les collimateurs de hauteur $H = 25$ mm (*colli_H25*) et $H = 12,5$ mm (*colli_H12,5*).

Les résultats des simulations sont en très bon accord avec les mesures expérimentales réalisées et les formules analytiques, en terme de résolution spatiale et d'efficacité. On remarquera cependant que les formules analytiques sur-estiment légèrement les valeurs de la résolution spatiale de la gamma caméra, et ce d'autant plus avec le collimateur de hauteur septale de 12,5 mm. De plus, avec ce collimateur de hauteur septale 12,5 mm, les mesures des simulations et les formules analytiques sous-estiment l'efficacité du système par rapport à la mesure expérimentale de l'efficacité. Cet écart s'explique par la présence du bruit sur les images expérimentales en dehors de la thyroïde (bruit non photonique), qui est comptabilisé lors du calcul de l'efficacité du système, et qui est d'autant plus important avec le collimateur à grande ouverture (hauteur 12,5 mm), et dont la proportion est d'autant plus importante lorsque la source est proche du collimateur (rapport signal sur bruit plus faible).

b) Source thyroïdienne

Les images de thyroïde sont obtenues avec la source thyroïde placée à 100 mm de la face entrée du collimateur. Ces images sont présentées sur la Figure V-95.

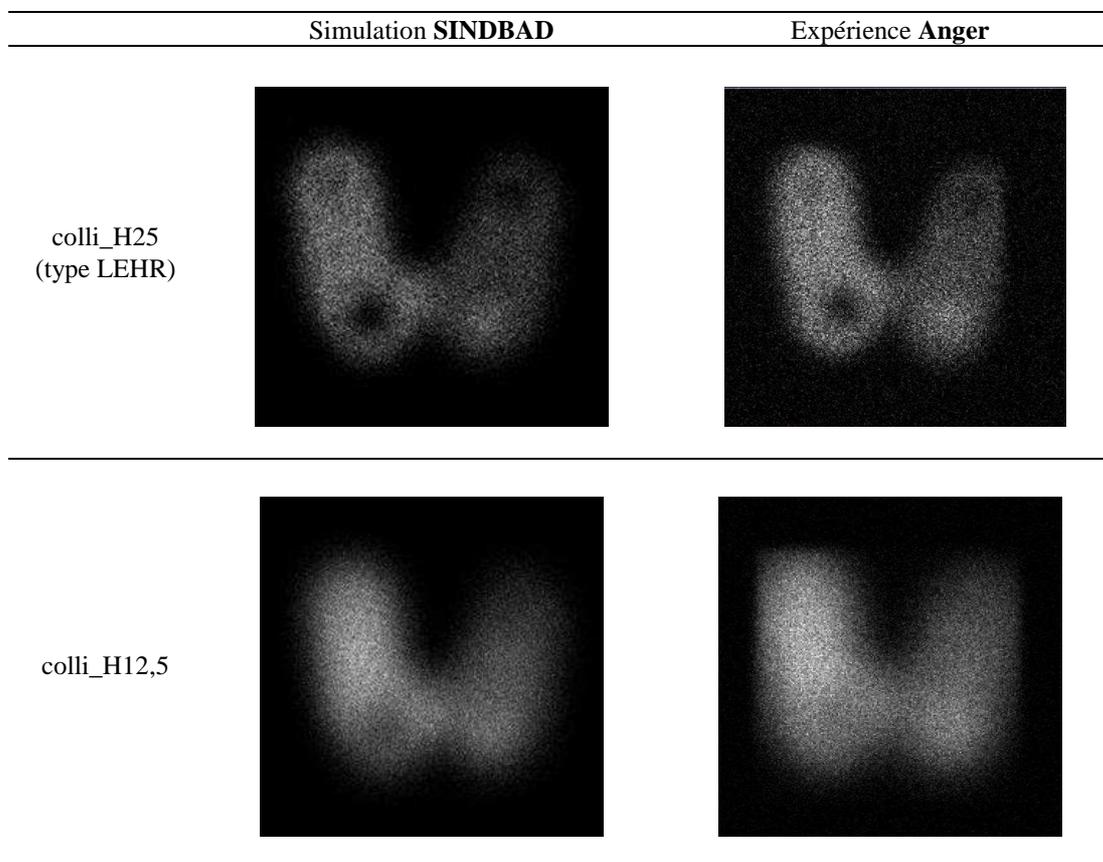


Figure V-95 : Comparaison des images de thyroïde obtenues par simulation SINDBAD et expérimentalement sur la caméra d'Anger pour les collimateurs de hauteur 25 mm (colli_H25) et 12,5 mm (colli_H12,5).

Une première comparaison visuelle des images de thyroïde obtenues par simulation SINDBAD et expérimentalement sur la caméra d'Anger avec les deux collimateurs montre que SINDBAD en mode émission analytique peut modéliser une gamma caméra.

Une seconde comparaison, plus en détail, montre cependant quelques différences. Mais compte tenu des approximations réalisées lors de la simulation, ces différences restent acceptables. En effet, les dimensionnements de la source simulée ne sont pas rigoureusement identiques à la source réelle (en terme de profondeur de la source et de dimension des inserts), et l'échantillonnage de la source n'est pas très fine pour être supposée continue, cela explique les différences de niveaux de gris entre les lobes et les inserts. La comparaison des images par la simulation et l'expérience a été également évaluée en terme d'efficacité (Tableau V-26) et complétée par la formule analytique. Les mêmes conclusions que celles réalisées avec la source ponctuelle peuvent être énoncées : l'efficacité obtenue par les simulations et les formules analytiques sont très proches mais celle obtenue expérimentalement reste supérieure. Cet écart s'explique par la présence du bruit sur les images expérimentales, en dehors de la région d'activité. Ce bruit est comptabilisé lors du calcul de l'efficacité, et il est d'autant plus important avec le collimateur à grande ouverture (hauteur 12,5 mm).

	Simulation (SINDBAD)	Expérience (Anger)	Formule analytique
colli_H25	98,8	108,3	99,1
colli_H12,5	413,2	470,6	414,1

Tableau V-26 : Comparaison des efficacités du système (en coups.s⁻¹.MBq⁻¹) avec les colli_H25 et colli_H12,5 par la simulation SINDBAD, par l'expérience sur la caméra d'Anger, et par la formule analytique.

I.B.3 Conclusion

Une étude comparative entre les images obtenues par SINDBAD en mode émission analytique et par la caméra d'Anger a été réalisée sur une source ponctuelle et sur une source étendue (une thyroïde). Cette étude a montré que les simulations étaient en bon accord avec les mesures expérimentales ainsi qu'avec les formules analytiques, en terme de résolution spatiale et d'efficacité. Le logiciel SINDBAD utilisé en mode émission analytique est parfaitement adapté pour simuler des images des gamma caméras. Ce logiciel a alors été utilisé pour étudier l'architecture HiSens.

I.C Mise en œuvre de SINDBAD pour la simulation de HiSens

I.C.1 Modélisation de la profondeur d'interaction du détecteur par SINDBAD

Pour simuler HiSens, nous avons besoin de connaître la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. Or l'utilisation de SINDBAD en mode analytique ne le permet pas directement. Afin d'évaluer les projections à différentes profondeurs d'interaction, il est nécessaire de réaliser autant de simulations que de sous-couches détecteurs (Figure V-96). De plus, pour pouvoir prendre en compte l'atténuation du détecteur, un filtre de CdZnTe est disposé devant les sous-couches (sauf la première). Ce filtre atténuant (filtre d'absorption) est décrit avec le système de détection. L'inconvénient de cette utilisation est que le temps de simulation est multiplié par le nombre de sous-couches détecteurs.

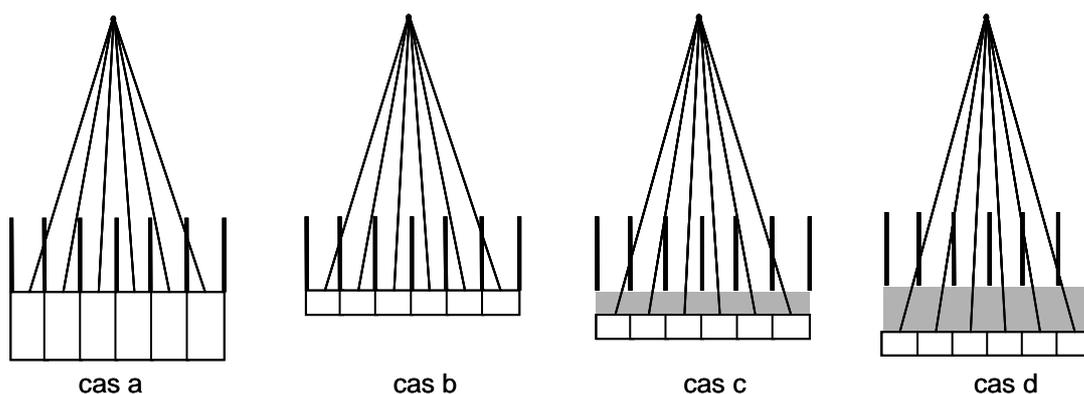


Figure V-96 : Les différentes simulations (cas b, cas c et cas d) pour modéliser la profondeur d'interaction de photons dans le détecteur (cas a). Le détecteur est ici segmenté en trois sous-couches. Lors des simulations de la deuxième couche (cas c) et de la troisième couche (cas d), un filtre d'absorption (zone grisée) est placé devant la sous-couche détectrice pour prendre en compte l'atténuation du matériau.

Parallèlement à la discrétisation des pixels détecteurs selon les axes X et Y, on pourrait également envisager une sous-discrétisation de chaque sous-couche du détecteur selon l'axe Z. Cette dernière discrétisation ne sera pas réalisée, car la précision supplémentaire apportée

par cette discrétisation ne semble pas justifiée pour une première évaluation de HiSens, compte tenu de l'ordre de grandeur expérimental de la précision de mesure de la profondeur d'interaction : le mm. De plus, elle multiplie considérablement le temps de calcul. En revanche, cette profondeur d'interaction sera modélisée plus finement avec le logiciel PENELOPE couplé à TASMANIA, comme nous le verrons par la suite.

I.C.2 Evaluation de la matrice R et des projections par SINDBAD

Nous disposons désormais d'une chaîne d'émission complète pour simuler l'architecture d'HiSens. SINDBAD en émission analytique va alors nous permettre d'une part de calculer la matrice R, nécessaire pour réaliser les reconstructions d'images algébriques, et d'autre part d'estimer les images du détecteur (les projections) à différentes profondeurs d'interaction.

a) *Evaluation de la matrice R*

Dans un premier temps, SINDBAD permet d'évaluer la matrice R, nécessaire pour réaliser les reconstructions d'images algébriques. La matrice R traduit la géométrie du système en **acquisition planaire** et les géométries en **acquisition tomographique**. En effet, les coefficients r_{ki} de la matrice R représentent la probabilité qu'un photon émis par le $i^{\text{ème}}$ voxel objet ou source (f_i) soit détecté par le $k^{\text{ème}}$ voxel détecteur (p_k). Cela correspond alors à un lancer de rayons entre le $i^{\text{ème}}$ voxel objet et le $k^{\text{ème}}$ voxel détecteur. La géométrie d'acquisition est alors composée (Figure V-97) :

- d'une source étendue 3D uniforme, de dimension égale au volume de reconstruction désiré ;
- d'un collimateur ;
- d'un détecteur segmenté selon X et Y (pixel détecteur) et selon Z (sous-couche détecteur).

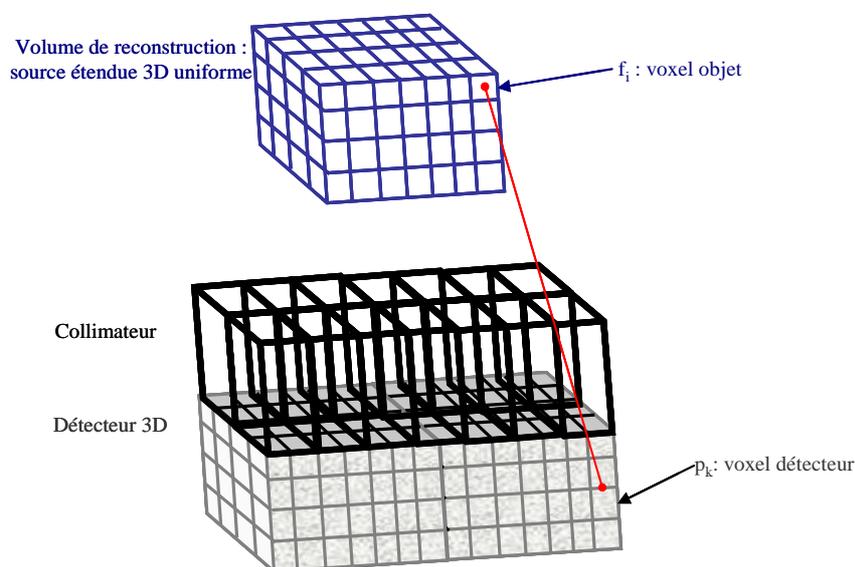


Figure V-97 : La géométrie d'acquisition pour évaluer la matrice R : liaison (en rouge) entre le centre de chaque voxel objet (du volume source) et le centre de la face d'entrée de chaque voxel du détecteur.

Avec SINDBAD en mode analytique, la matrice R peut intégrer les phénomènes d'atténuation. Pour cela, il est nécessaire de décrire dans le volume de reconstruction, les géométries et les types de matériaux atténuant les photons gamma. Ces phénomènes

d'atténuation peuvent également être intégrés a posteriori à la matrice R, au moyen, par exemple, d'une image scanner préalablement réalisée. Pour notre évaluation des performances apportées par l'architecture HiSens, aucun phénomène d'atténuation n'a été pris en compte dans la matrice R. Cependant ils pourront l'être, et devront l'être par la suite.

Notre calcul de la matrice R permet donc de relier chaque voxel objet à chaque voxel détecteur en ne prenant compte que la pénétration septale du collimateur et l'atténuation du détecteur. Malgré cette simplification, les calculs de cette matrice s'avèrent longs et demandent des capacités de stockage prohibitives. Par exemple, considérons une géométrie constituée :

- d'un détecteur de $180 \times 180 \times 5 \text{ mm}^3$, pixellisé au pas de 1,5 mm et segmenté en 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur, soit constitué de $110 \times 110 \times 5 = 60500$ voxels ;
- d'un volume de reconstruction de dimension $81 \times 81 \times 81 \text{ mm}^3$, voxellisé au pas de 1,5 mm, soit constitué de $54 \times 54 \times 54 = 157464$ voxels.

Avec cette géométrie, SINDBAD va effectuer au minimum 60500×157464 lancers de rayons, soit environ $9,5 \cdot 10^9$ lancers de rayons (valeur à multiplier par la sous-discrétisation au carré des pixels détecteurs), donc demander énormément de temps de calcul. La matrice R contient alors environ $9,5 \cdot 10^9$ éléments. Ces éléments étant codés sur des flottants de 4 octets, la matrice atteint alors une taille 38 Go.

Deux optimisations ont été réalisées afin d'une part de **diminuer le temps de calcul** de SINDBAD et d'autre part de **diminuer le stockage** de la matrice R.

- Pour **diminuer le temps de calcul**, la taille du détecteur est optimisée. En effet, si l'on considère un voxel objet, seule une partie du détecteur est utile (Figure V-98). Les lancers de rayons ne doivent donc être réalisés que sur cette partie utile du détecteur. Cette dimension a été choisie afin les rayons traversant plus de trois septa ne soient pas pris en compte.

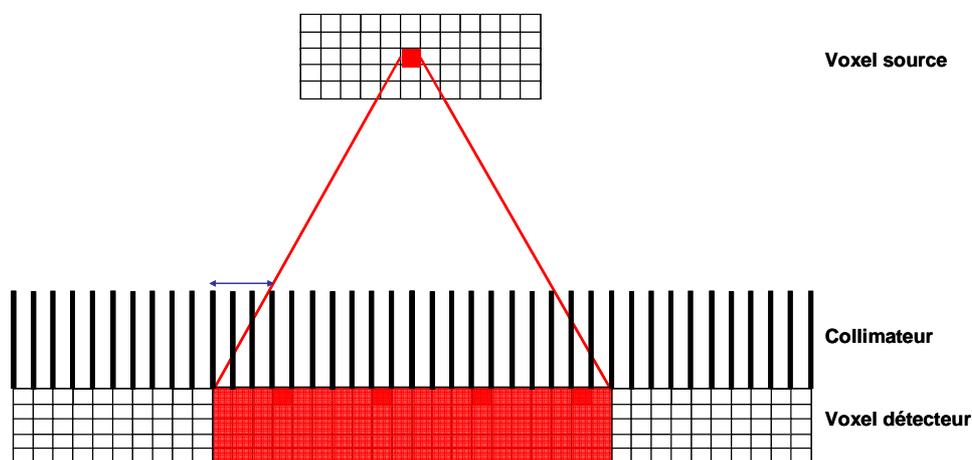


Figure V-98 : Optimisation de la taille du détecteur.

- Pour **diminuer le stockage** de la matrice R, on utilise la symétrie de la géométrie. Notons dès à présent que cette symétrie n'est vérifiée qu'avec une géométrie en **acquisition planaire** : uniquement si deux axes du volume de reconstruction (XY, XZ ou YZ) sont parallèles au plan du détecteur. Cette symétrie est présente grâce au collimateur parallèle : sur la Figure V-99, la zone en rouge est équivalente à la zone en bleu. Cette équivalence est possible car aucun phénomène d'atténuation n'est pris en compte dans les calculs, et ils ne pourront plus l'être par la suite. Si les phénomènes d'atténuation doivent être pris en compte,

ils devront désormais obligatoirement être intégrés à la matrice R a posteriori. Ainsi, avec cette équivalence, la liaison entre les voxels sources situés dans le prolongement d'un trou du collimateur et les voxels du détecteur optimisés est reproductible. Cette symétrie permet de calculer une **matrice R** , dite alors **réduite**. Cette matrice réduite ne représente qu'une petite partie de la géométrie. Notons cependant que cette symétrie contraint les dimensions des voxels sources par rapport au pas des trous du collimateur : elles doivent être multiples entre elles. Nous avons ainsi choisi par la suite un rapport un entre ces deux dimensions (matrice utilisée dans les méthodes de reconstruction) ou un rapport trois entre ces deux dimensions (matrice utilisée pour évaluer les projections par calcul matriciel (voir ci-dessous)).

Ainsi, si nous reprenons l'exemple précédent, et avec un collimateur de hauteur 25 mm, le dimensionnement du détecteur optimisé est constitué de $28 \times 28 \times 5 = 3920$ voxels (au lieu de $110 \times 110 \times 5 = 60500$ voxels) et le nombre de voxels sources utilisés est de $1 \times 1 \times 54 = 54$ (au lieu de $54 \times 54 \times 54 = 157464$ voxels). La matrice R contient alors 3920×54 éléments, soit environ $2,11 \cdot 10^6$ éléments. Ces éléments étant codés sur des flottants de 4 octets, la matrice R réduite atteint alors une taille raisonnable 1 Mo, contre 38 Go de la matrice R totale. La dimension de la matrice R réduite permet donc de la stocker plus facilement. Enfin, comme cette matrice R réduite est utilisée lors des reconstructions d'images, elle présente l'avantage d'utiliser beaucoup moins de mémoire vive lors des calculs de reconstruction que la matrice R totale.

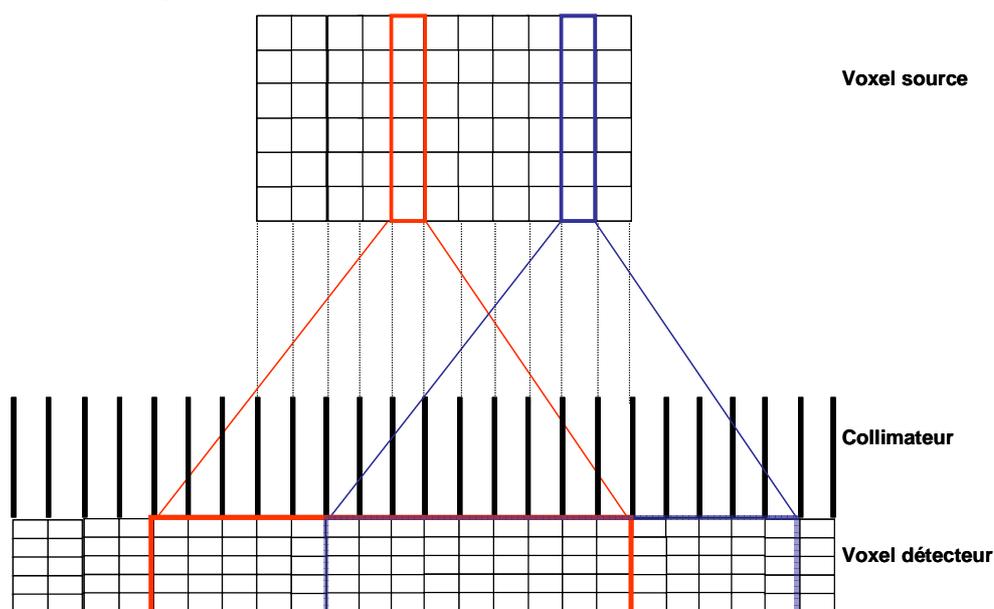


Figure V-99 : Symétrie de la géométrie pour le calcul de la matrice R .

En **acquisition tomographique**, le nombre de matrices R à évaluer est égal au nombre de géométries, donc au nombre d'angles de rotation. En pratique, le détecteur tourne autour de l'objet (objet fixe) (Figure V-100). Cependant, comme nous avons fait le choix de calculer les matrices R réduites par symétrie, la description de ce système en acquisition tomographie nous est impossible. On ne respecte plus la géométrie où le plan détecteur est parallèle à un plan du volume de reconstruction (plan XY , XZ ou YZ).

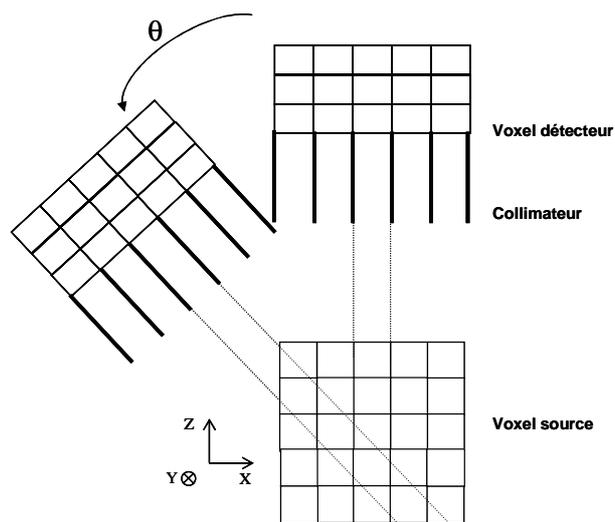


Figure V-100 : Échantillonnage des données en acquisition tomographique avec rotation du détecteur.

Le choix est donc de décrire la géométrie où l'objet tourne sur lui-même devant le détecteur (détecteur fixe) [Ye, et al., 1994] [Wallis, et al., 1997] (Figure V-101). Ainsi, le système est décrit par une unique géométrie donc par un seul calcul de la matrice R . L'**unique matrice R réduite** est utilisée en acquisition planaire **et** en acquisition tomographique.

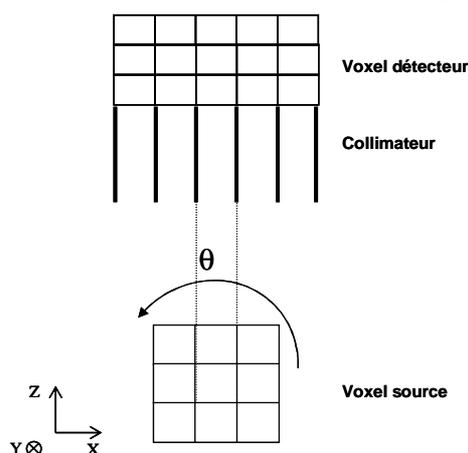


Figure V-101 : Échantillonnage des données en acquisitions planaire et tomographique avec rotation de l'objet.

b) Evaluation des projections

Dans un second temps, SINDBAD permet d'évaluer les projections d'une source 3D quelconque, à différentes profondeurs d'interaction. Ces projections sont évaluées sous un angle de vue de la source en acquisition planaire et sous différents angles de vue en acquisition tomographique.

En acquisition tomographique, l'objet tourne sur lui-même devant le détecteur (détecteur fixe). Il existe plusieurs méthodes de rotation des objets [Wallis, et al., 1997], elles peuvent être classées en deux catégories :

- les méthodes « *forward mapping* », ces méthodes utilisent les valeurs de chaque pixel de l'image d'origine pour les distribuer dans les pixels de l'image de rotation. Ces méthodes

préservent le nombre total de coups dans l'image, mais peuvent créer des zones vides dans l'image de rotation ;

- les méthodes « *inverse mapping* », ces méthodes recherchent la valeur de chaque pixel de l'image de rotation à partir des pixels de l'image d'origine. Ces méthodes ne préservent pas le nombre total de coups dans l'image mais fournissent une valeur à chaque pixel de l'image de rotation.

Ces méthodes de rotation utilisent des fonctions d'interpolation des images, appliquées sur l'image de rotation dans le cas des méthodes « *forward mapping* » et appliquées sur l'image d'origine dans le cas des méthodes « *inverse mapping* ». La fonction d'interpolation la plus utilisée en médecine nucléaire est l'interpolation bilinéaire. Mais il existe d'autres fonctions d'interpolation, par exemple l'interpolation des plus proches voisins, l'interpolation spline, ou l'interpolation gaussienne. Ces fonctions ont été comparées dans [Wallis, et al., 1997]. Dans le cadre de cette thèse, les rotations de l'objet ont été effectuées par la méthode « *inverse mapping* » avec une interpolation bilinéaire.

De la même manière que lors du calcul de la matrice R, les projections sont le résultat d'un calcul reliant chaque voxel de la source à chaque voxel du détecteur. SINDBAD va effectuer un nombre de lancers de rayons d'autant plus important que les dimensions de la source (nombre de voxels sources non nul) sont importantes. Les temps de calculs peuvent vite devenir très longs, car les sources doivent être très finement échantillonnées pour être réalistes. Pour diminuer ce temps, les lancers de rayons sont réalisés sur la partie utile du détecteur (comme pour la matrice R). Cependant, lorsque le temps de simulation est trop élevé, il est judicieux de calculer les projections par calcul matriciel : $p = R.f$, où p représente le vecteur des projections, R la matrice totale et f le vecteur source. En réalité, dans ce calcul, la matrice R effectivement utilisée est la matrice réduite, répétable sur toute la géométrie. Mais la matrice R réduite utilisée n'est pas la même matrice R réduite que celle qui est utilisée dans les méthodes de reconstruction. En effet, nous avons choisi un rapport trois entre les dimensions des voxels sources et le pas des trous du collimateur. Ce rapport permet d'obtenir des projections avec une résolution plus fine de la source.

Les projections calculées par SINDBAD en mode analytique sont des projections « idéales ». En effet, seules la pénétration septale du collimateur et l'atténuation du détecteur sont prises en compte. Afin de disposer de projections plus « réalistes », les projections « idéales » de SINDBAD sont dégradées a posteriori. La dégradation des projections se réalise simplement en tenant compte du bruit photonique d'interaction des photons dans le détecteur. Le bruit statistique inclut en particulier le bruit d'émission radioactive et le bruit de mesure. Ainsi, si la valeur moyenne du nombre de coups dans un pixel donné d'une projection est égale à N, alors la déviation standard attendue du nombre de coups dans ce même pixel est de \sqrt{N} . Ce bruit est donc directement lié au nombre de coups dans les pixels détecteurs. On voit alors ici un autre avantage d'utiliser un collimateur à grande ouverture angulaire : le nombre de photons par pixel étant plus élevé, le bruit est alors plus faible (le rapport signal sur bruit est plus élevé).

Notons qu'aucune incertitude sur l'axe Z n'est prise en compte par SINDBAD. Par la suite les logiciels PENELOPE - TASMANIA ont été utilisés pour simuler les projections, et ils permettent de prendre en compte, entre autres, cette incertitude sur l'axe Z.

I.C.3 Insertion de SINDBAD dans le schéma des méthodes de reconstruction itératives

Ainsi SINDBAD en émission analytique nous permet de calculer les projections à différentes profondeurs d'interaction et la matrice R en des temps raisonnables. Il est désormais possible de reconstruire l'objet, au moyen des méthodes décrites dans le chapitre III et le chapitre IV. SINDBAD intervient alors dans deux étapes du processus de reconstruction (Figure V-102).

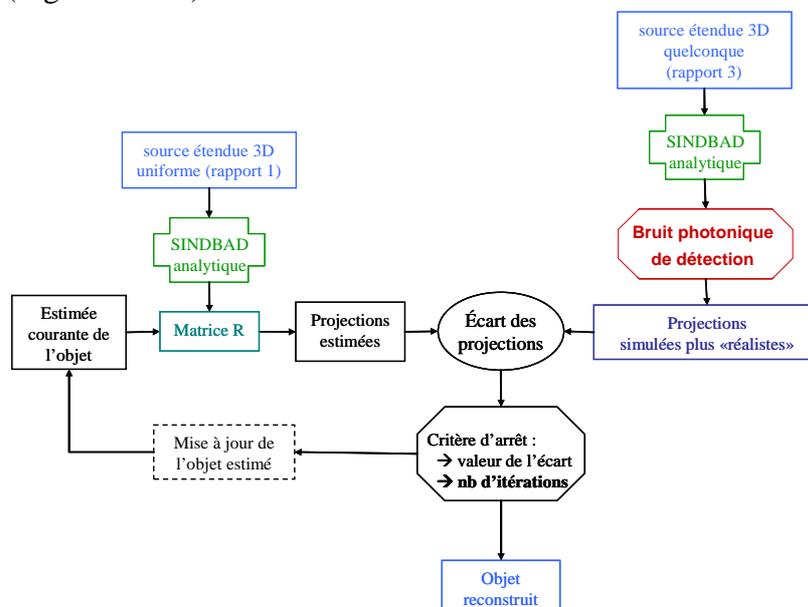


Figure V-102 : Insertion de SINDBAD dans le schéma des méthodes de reconstruction itératives.

Cependant, le fait d'utiliser le même logiciel de simulation pour calculer la matrice R et les projections est critiquable, car les projections simulées sont tout de même proches de l'étape de projection de la reconstruction, utilisant la matrice R, même si le rapport entre les voxels sources et le pas des trous du collimateur est égal à un pour le calcul de l'objet à reconstruire et à trois pour le calcul des projections. Il paraît alors avantageux, dans une seconde évaluation, d'utiliser un logiciel de simulation indépendant pour modéliser les projections. Le logiciel choisi est le logiciel PENELOPE, couplé à TASMANIA.

II PENELOPE et TASMANIA

PENELOPE, couplé à TASMANIA, permet de connaître d'une manière précise la profondeur d'interaction d'un photon dans le détecteur. PENELOPE est utilisé sous sa sixième version et sous SUN / Solaris et TASMANIA est programmé sous LabView.

II.A Utilisation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma

Le code PENELOPE est à l'origine conçu pour une source ponctuelle ou une source étendue uniforme. Pour une utilisation en imagerie gamma, il est nécessaire d'avoir une description des sources selon des formes quelconques et dans les 3 dimensions de l'espace. La description des sources choisie est identique à celle définie pour SINDBAD : les sources sont voxellisées et le centre de chaque voxel est considéré comme une source ponctuelle. Les positions des sources ponctuelles sont alors définies par un tirage aléatoire. Pour cela, la

source voxelisée est considérée comme une distribution de densité de probabilité et le tirage aléatoire se fait alors grâce à la méthode de la fonction de répartition.

Une simulation par PENELOPE fournit un fichier historique : pour chaque interaction d'un photon dans le détecteur deux informations sont sauvegardées : la position et la valeur du dépôt d'énergie, aussi bien photonique qu'électronique. La charge induite par ce dépôt d'énergie sur l'anode et la cathode est ensuite calculée par le logiciel TASMANIA.

Le logiciel **TASMANIA** relève le temps de montée et l'amplitude des signaux de l'anode et de la cathode, et construit ensuite le spectre bi-paramétrique pour chaque pixel détecteur. Dans notre cas, le spectre bi-paramétrique représente l'amplitude du signal cathode en fonction de l'amplitude du signal anode.

A partir de ce spectre, nous pouvons déduire le nombre de photons dans chaque sous-couche des pixels détecteurs. Pour cela, deux étapes intermédiaires sont nécessaires :

- une sélection des photons en énergie : une fenêtre énergétique d'acceptation 2D proportionnelle de 7% ($\pm 3,5\%$) (résolution en énergie 3,5% à 122 keV) est appliquée sur le spectre bi-paramétrique, afin de ne retenir que les photons ayant interagi par effet photoélectrique (Figure V-103). Cette fenêtre énergétique d'acceptation 2D proportionnelle présente une largeur proportionnelle à l'énergie (amplitude), elle se rétrécit au fur et à mesure que les amplitudes décroissent ;

- une sélection des photons en profondeur : la profondeur d'interaction des photons est proportionnelle à l'amplitude du signal cathode : une calibration permet de donner la relation linéaire entre ces deux informations (voir chapitre IV). Par la suite, pour évaluer le nombre de photons ayant interagi dans les sous-couches détecteurs, il suffit de sommer les photons sur l'épaisseur des sous-couches considérées (Figure V-104).

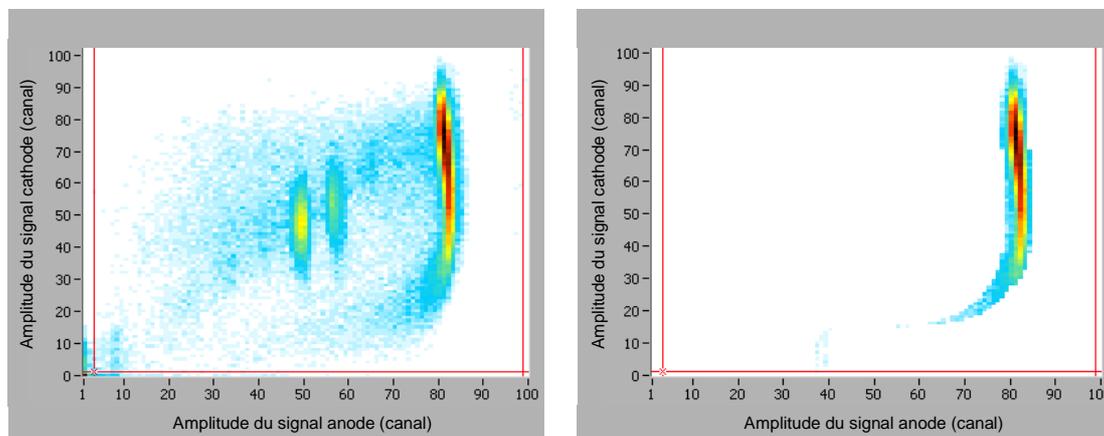


Figure V-103 : Exemple de spectre bi-paramétrique (amplitude du signal cathode en fonction de l'amplitude du signal anode) obtenue par TASMANIA : spectre brut (à gauche) et spectre avec application d'une fenêtre d'acceptation 2D proportionnelle de 7% (à droite).

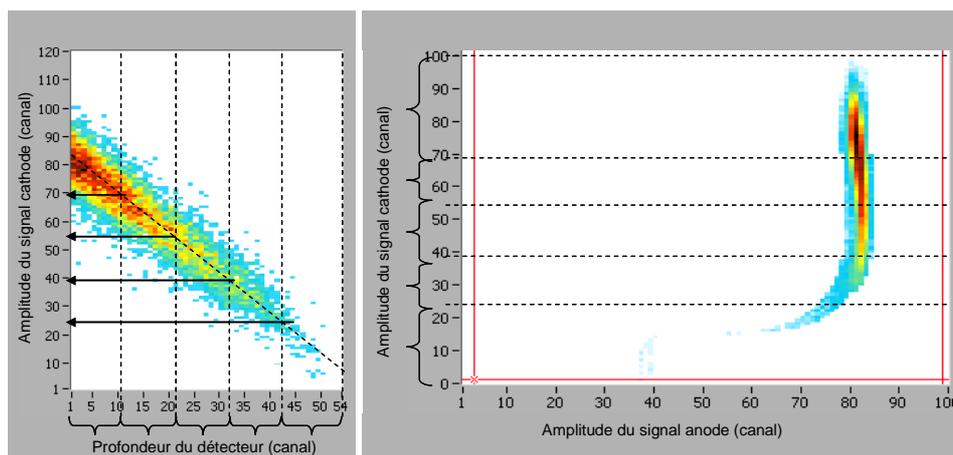


Figure V-104 : Sélection des sous-couches détecteurs sur la calibration en profondeur et calcul du nombre de photons dans chaque sous-couche à partir du spectre bi-paramétrique avec application d'une fenêtre d'acceptation 2D, obtenu par TASMANIA (dans cet exemple, le détecteur a été segmenté en 5 sous-couches d'1 mm chacune).

II.B Evaluation de PENELOPE et TASMANIA pour l'imagerie gamma

II.B.1 Description des géométries

La comparaison des images issues des simulations SINDBAD et PENELOPE a été réalisée en utilisant une source étendue thyroïdienne de ^{57}Co . Cette source a été placée devant un collimateur (distance b de l'entrée de celui-ci) : le centre de la source thyroïdienne est à 100 mm de la face d'entrée du collimateur. Deux collimateurs orthogonaux à trous parallèles carrés en plomb sont utilisés, les géométries sont précisées dans le Tableau V-27. Ces collimateurs sont des collimateurs « matching 1:1 », car ils sont disposés devant un détecteur CdZnTe pixellisé au pas de 1,5 mm, égal au pas des trous du collimateur (Figure V-105).

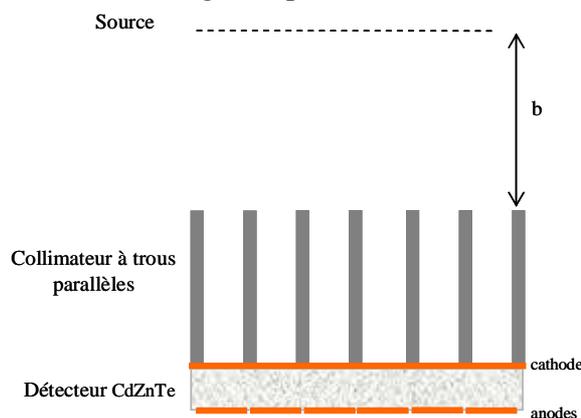


Figure V-105 : Schéma de la géométrie SINDBAD et PENELOPE.

Collimateur	Hauteur septale (mm)	Pas (mm)	Côté (mm)	Epaisseur septale (mm)
colli_H25	25	1,5	1,3	0,2
colli_H12	12			

Tableau V-27 : Dimensionnement des deux collimateurs à trous parallèles carrés en plomb utilisés.

Le détecteur est un détecteur monolithique pixellisé CdZnTe, avec un pas de pixels de 1,5 mm et une taille de pixels de 1,3 mm (interpixel de 0,2 mm). La dimension totale du détecteur simulé est de 165 x 165 x 5 mm³, soit 110 x 110 pixels.

La source thyroïdienne est une source étendue voxellisée dont la forme géométrique a déjà été exposée dans le paragraphe I.B.1c). Dans la simulation SINDBAD et PENELOPE, cette source a été voxellisée sur 36 plans, chacun de 0,5 mm d'épaisseur, pour modéliser finement la profondeur de la source (épaisseur de 18 mm), et chaque voxel source est de dimension 0,5 x 0,5 x 0,5 mm³. Cette fine voxellisation est désormais possible car la projection de SINDBAD est évaluée par calcul matriciel $p = R.f$, elle est donc beaucoup moins coûteuse en temps de calcul que les simulations SINDBAD en boucle, avec cependant la condition d'évaluer la matrice R préalablement (au rapport trois, donc avec un pas des voxels sources de 0,5 mm et un pas de pixel détecteur de 1,5 mm).

La comparaison de SINDBAD et PENELOPE a été réalisée sur les images obtenues avec un détecteur de 5 mm d'épaisseur puis un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur.

II.B.2 Confrontation des images (projections) obtenues par PENELOPE et SINDBAD

a) Avec un détecteur de 5 mm d'épaisseur

Les images (projections) obtenues par SINDBAD et par PENELOPE, avec le détecteur CdZnTe de 5 mm d'épaisseur sont présentées sur la Figure V-106 et les efficacités dans le Tableau V-28.

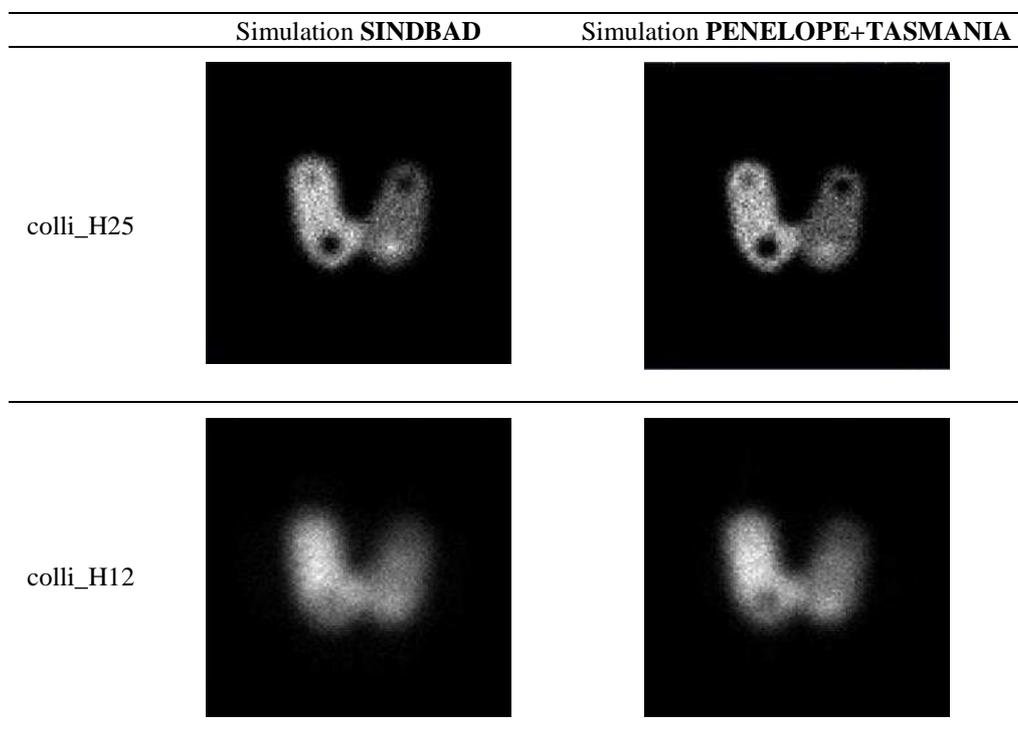


Figure V-106 : Comparaison des images de thyroïde obtenues par simulation SINDBAD et par simulation PENELOPE couplé à TASMANIA pour les collimateurs de hauteur 25 mm (colli_H25) et 12 mm (colli_H12) avec un détecteur CdZnTe de **5 mm d'épaisseur**.

	Simulation SINDBAD	Simulation PENELOPE+TASMANIA
colli_H25	103,5	97,1
colli_H12	549,7	459,7

Tableau V-28 : Comparaison des efficacités du système (en coups.s⁻¹.MBq⁻¹) par la simulation SINDBAD et par simulation PENELOPE couplé à TASMANIA.

Une comparaison visuelle des images (projections) de thyroïde obtenues par simulation SINDBAD et par PENELOPE avec les deux collimateurs met en évidence une concordance entre les images. Les images simulées par PENELOPE-TASMANIA montrent cependant une meilleure résolution spatiale que les images simulées par SINDBAD, et notamment avec le collimateur de hauteur 12 mm : les inserts au niveau de l'isthme thyroïdien (en bas) sont plus visibles.

On constate que le système simulé par PENELOPE est moins efficace que celui simulé par SINDBAD. Cette différence peut être due à la prise en compte :

- de la fenêtre en énergie avec les simulations PENELOPE, couplé à TASMANIA : le calcul de l'efficacité prend en compte uniquement les photons ayant interagi par effet photoélectrique selon une fenêtre en énergie. Cette fenêtre est une **fenêtre en énergie 2D proportionnelle** de largeur 7%. Certains photons peuvent ne pas être comptés, et notamment ceux détectés avec une faible amplitude, donc ayant interagi proche de l'anode. Nous détaillerons ce point lors de l'étude des projections dans les 5 sous-couches du détecteur. Rappelons simplement qu'avec SINDBAD, le nombre de photons absorbés par le détecteur est calculé par la loi d'atténuation de Beer-Lambert, utilisant le coefficient d'atténuation totale du CdZnTe à l'énergie 122 keV. Le nombre de photons ayant interagi par effet photoélectrique est alors déduit approximativement par le rapport du coefficient d'atténuation photoélectrique et totale (de l'ordre de 81,33% à 122 keV pour les détecteurs CdZnTe) ;
- du phénomène de **partage de charges entre les pixels** anodiques du détecteur. Ce partage de charges est une perte d'information : il réduit l'efficacité du système. De plus, sa proportion est plus importante avec le collimateur colli_H12 qu'avec le collimateur colli_H25, car les septa du colli_H12 protègent moins la région entre les pixels que le colli_H25 (Figure V-107).

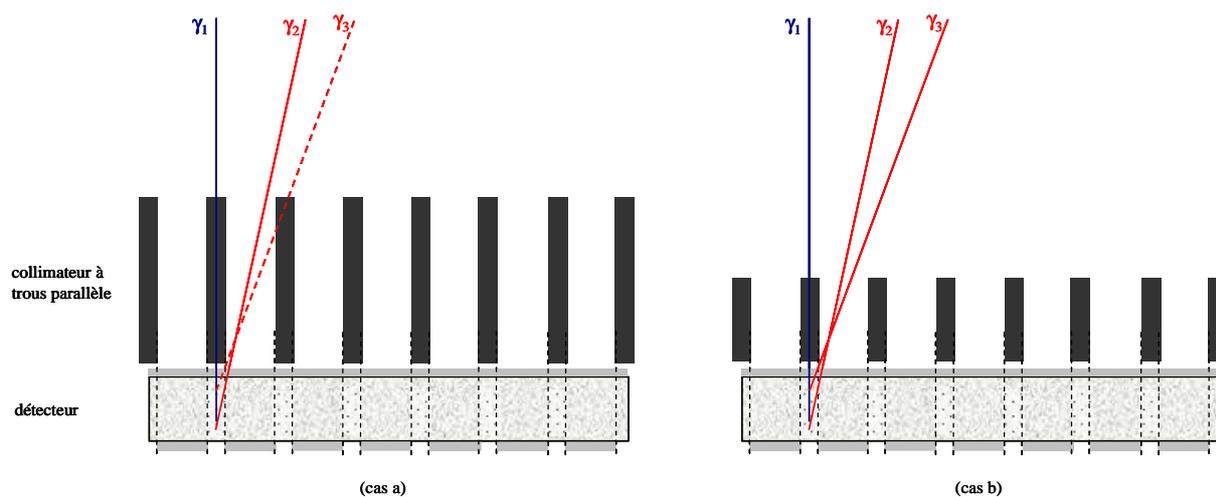


Figure V-107 : Le partage et la perte de charge dans la région entre les anodes (zone en pointillée) du détecteur monolithique pixellisé CdZnTe : plus important dans la géométrie du collimateur *_H12 (cas b), que dans la géométrie du collimateur *_H25 (cas a).

b) Avec un détecteur de 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur

Les images obtenues avec le détecteur CdZnTe de 5 sous-couches d'épaisseur 1 mm sont présentées sur la Figure V-108.

Les conclusions précédentes restent valables : il y a une concordance visuelle des images de thyroïde sur les 5 sous-couches, et les simulations issues de PENELOPE semblent mieux résolues que celle de SINDBAD, et notamment avec le collimateur de hauteur 12 mm. On remarque cependant que les images de la 5^{ème} sous-couche semblent plus bruitées.

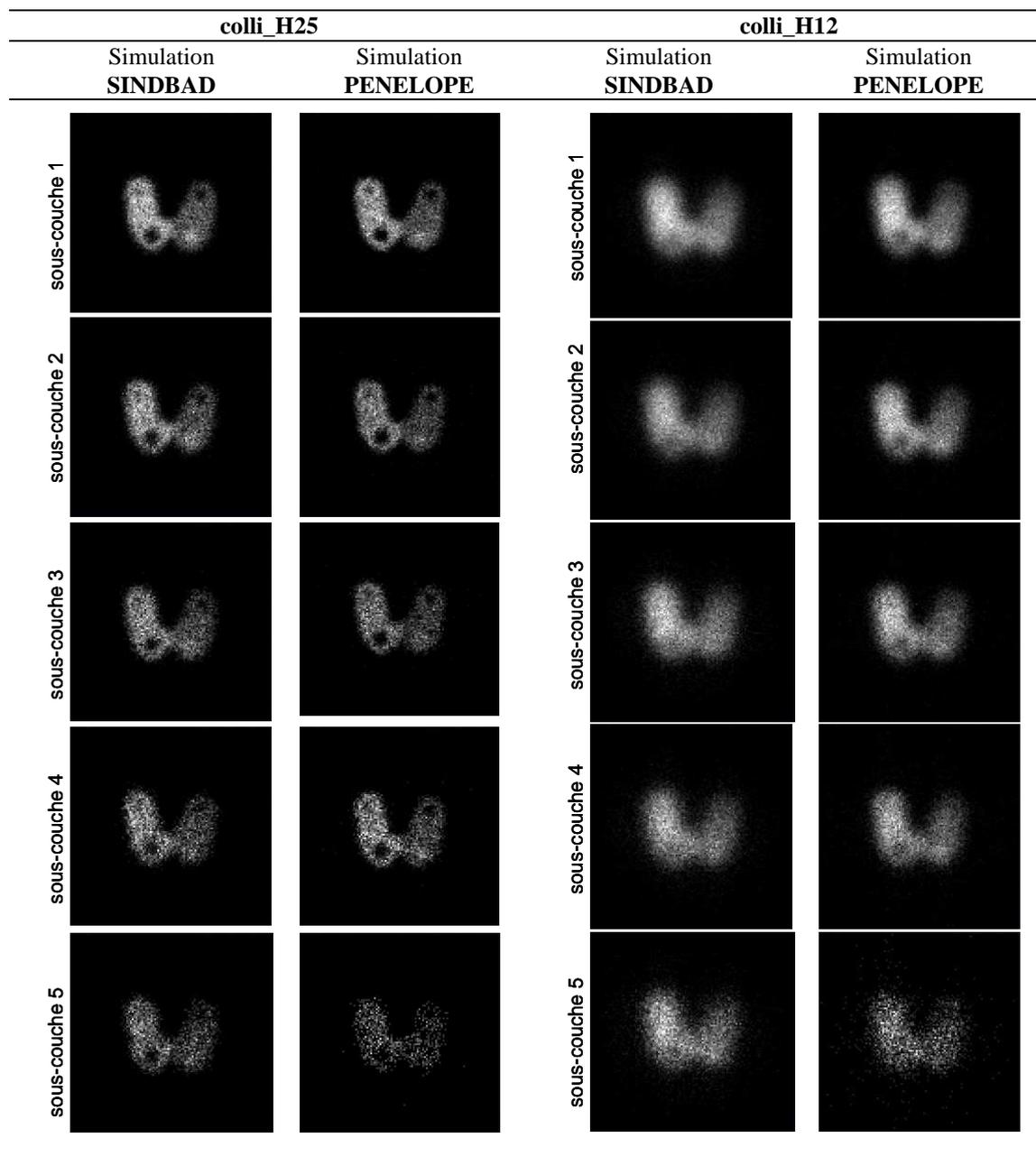


Figure V-108 : Comparaison des images de thyroïde obtenues par simulation SINDBAD et par simulation PENELOPE couplé à TASMANIA pour les collimateurs de hauteur 25 mm (colli_H25) et 12 mm (colli_H12) avec un détecteur CdZnTe de 5 sous-couches d'épaisseur 1 mm chacune.

Une comparaison de l'efficacité a été synthétisée dans le Tableau V-29, pour chaque sous-couche détecteur. Deux observations peuvent être mises en évidence :

- le système simulé par PENELOPE est moins efficace que celui simulé par SINDBAD ;
- la proportion du nombre de photons dans les sous-couches (en %) est comparable entre SINDBAD et PENELOPE pour les 4 premières sous-couches. En revanche, le nombre de photons comptés dans la dernière sous-couche est supérieur par la simulation SINDBAD que par la simulation PENELOPE + TASMANIA.

sous-couche	Simulation SINDBAD		Simulation PENELOPE		
	coups	%	coups	%	
colli_H25	1	14462	38,8	13658	39,1
	2	9411	25,3	9366	26,8
	3	6347	17,0	6389	18,3
	4	4247	11,4	4618	13,2
	5	2786	7,5	899	2,6
	total	37253	-	34930	-
colli_H12	1	76923	38,9	65969	39,9
	2	50518	25,5	44529	26,9
	3	33834	17,1	30274	18,3
	4	21969	11,1	21095	12,7
	5	14644	7,4	3618	2,2
	total	197888	-	165485	-

Tableau V-29 : Comparaison du nombre de photons (en coups) ou de la proportion (en %) dans les 5 sous-couches d'épaisseur 1 mm chacune par la simulation SINDBAD et par simulation PENELOPE couplé à TASMANIA, pour les collimateurs de hauteur 25 mm (colli_H25) et 12 mm (colli_H12).

Cette perte d'efficacité proche de l'anode (dernière sous-couche) est interprétable. En effet, un photon interagissant proche de l'anode créé un signal de petite amplitude sur l'anode (temps de transit faible). Deux situations peuvent alors se produire :

- l'amplitude est inférieure au seuil de l'électronique : le signal du photon est perdu ;
- l'amplitude est supérieure au seuil de l'électronique mais le photon n'est pas comptabilisé dans la fenêtre en énergie. En effet, sur le spectre bi-paramétrique, ce photon se situe vers les faibles amplitudes (en bas à gauche). Or la fenêtre en énergie (choisie de largeur 7% ou $\pm 3,5\%$) est une fenêtre d'acceptation 2D proportionnelle. Cela signifie, que la fenêtre se rétrécit au fur et à mesure que les amplitudes décroissent (sur la Figure V-103, le spectre bi-paramétrique est plus étroit aux bases amplitudes qu'aux fortes amplitudes).

De plus, le phénomène de partage de charges entre les pixels anodiques du détecteur se produit majoritairement pour des interactions ayant lieu proche de l'anode, et d'autant plus que le collimateur est à grande ouverture angulaire (cf Figure V-107).

II.B.3 Conclusion

PENELOPE permet de modéliser plus finement les interactions dans le détecteur, par la méthode Monte Carlo, et TASMANIA permet de modéliser la collecte de charge par une électronique associée au détecteur.

Une étude comparative entre les images obtenues par SINDBAD en mode émission analytique et par PENELOPE couplé à TASMANIA a été réalisée sur une source étendue (une thyroïde). Cette étude a montré que les images simulées par ces deux logiciels étaient comparables, en considérant un détecteur de 5 mm d'épaisseur. Les simulations, en considérant un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur, ont ensuite montré la limite physique de détection proche de l'anode : le nombre de photons détecté est plus faible que celui attendu, compte tenu du traitement bi-paramétrique à largeur de fenêtre d'acceptation 2D proportionnelle et du partage de charges.

PENELOPE, couplé à TASMANIA, permet d'obtenir des images de gamma caméra, sur l'épaisseur du détecteur ou en différentes sous-couches du détecteur en modélisant de manière

réaliste la physique de détection des photons. PENELOPE, couplé à TASMANIA a donc été utilisé pour étudier l'architecture HiSens.

II.C Mise en œuvre de PENELOPE et TASMANIA pour la simulation de HiSens

Il est désormais possible de reconstruire l'objet en ayant des projections simulées par PENELOPE-TASMANIA indépendantes de l'étape de projection de la reconstruction (Figure V-109).

Cependant, les temps de calcul d'une simulation PENELOPE peuvent vite devenir très longs et le fichier de PENELOPE peut très vite atteindre des tailles prohibitives, qui ne peuvent, à ce jour, être entièrement lisibles par le logiciel TASMANIA. Des sources de très forte activité ou des temps d'acquisition long ne sont donc pas aujourd'hui envisageables. Pour contourner ce problème, l'astuce consiste à lancer plusieurs fois de suite une même géométrie (en prenant soin de générer les nombres aléatoires du code Monte Carlo avec un germe différent à chaque fois). En revanche, l'utilisation de ces logiciels en acquisition tomographique est aujourd'hui difficile, sans amélioration des temps de calculs de PENELOPE. La simulation Monte Carlo n'a donc été utilisée qu'en acquisition planaire.

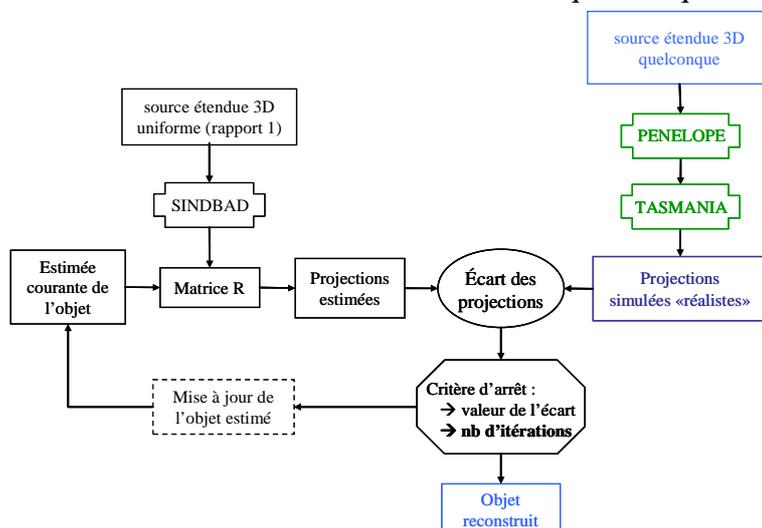


Figure V-109 : Insertion de PENELOPE et TASMANIA dans le schéma des méthodes de reconstruction itératives.

III Synthèse et discussion

III.A Synthèse sur les logiciels de simulation

Le logiciel de simulation SINDBAD en mode analytique a été adapté pour l'imagerie gamma, soit pour une géométrie en émission. Ce logiciel nous permet ainsi de décrire la géométrie de l'architecture HiSens, en acquisition planaire et tomographique en évaluant :

- des projections aux différentes profondeurs d'interaction et aux différents angles de vue ;
- l'unique matrice R, réduite compte tenu de la symétrie de la géométrie de HiSens.

Le logiciel de simulation Monte Carlo PENELOPE, couplé au logiciel TASMANIA, a été utilisé pour évaluer des projections plus réalistes aux différentes profondeurs d'interaction

avec une modélisation du bruit du système de détection (bruit photonique du détecteur et bruit de l'électronique). Ces simulations ne seront utilisées qu'en acquisition planaire.

Ainsi, nous disposons des outils pour évaluer la géométrie (la matrice R par SINDBAD) et les projections (par SINDBAD ou PENELOPE-TASMANIA) pour nous permettre de reconstruire l'objet source, en acquisition planaire et en acquisition tomographique. Les performances de l'architecture HiSens peuvent enfin être évaluées dans le chapitre VI.

III.B Discussion sur le dimensionnement de l'architecture HiSens

Les simulations par PENELOPE ont ouvert une réflexion quant à la modélisation de la géométrie de l'architecture HiSens et la discrétisation (ou segmentation) en Z du détecteur. En effet, PENELOPE a mis en évidence une perte d'efficacité de détection proche de l'anode. Cette perte d'efficacité a une conséquence sur :

- le **traitement des projections** : cette perte d'efficacité proche de l'anode n'est pas modélisée par SINDBAD. Or la matrice R (réduite) est simulée par ce logiciel. Cela signifie que lors des reconstructions d'images, nous allons comparer des images simulées (par PENELOPE) et des images estimées (à partir de la matrice R réduite, donc par SINDBAD) différentes. Un écart important entre les images simulées et les images estimées peut rendre impossible la convergence des reconstructions. La géométrie de l'architecture décrite par SINDBAD doit alors prendre compte de cette perte d'efficacité.

- la **discrétisation en Z du détecteur** : la perte d'efficacité proche de l'anode soulève, pour la deuxième fois, une réflexion quant à la discrétisation en Z du détecteur. En effet, dans le chapitre IV, nous avons montré que la précision sur la localisation est conditionnée en partie par la segmentation du détecteur selon la profondeur (le nombre de sous-couches et leurs épaisseurs). Mais cette segmentation est également déterminée par la physique de détection. La discrétisation du détecteur en 5 sous-couches d'1 mm d'épaisseur semble peut-être trop ambitieuse, compte tenu du traitement bi-paramétrique à largeur de fenêtre d'acceptation 2D fixe. Il paraît peut-être plus réaliste de discrétiser le détecteur en 4 ou 3 sous-couches d'équiepaisseur, ou encore 3 sous-couches équiprobables (même nombre de photons dans les 3 sous-couches).

De plus, cette discrétisation en Z est également reliée à la géométrie du système. Les dimensions des voxels objets ne doivent pas être trop importantes par rapport à la précision sur la localisation des sources.

Un compromis doit donc être réalisé entre les dimensions des voxels détecteurs et des voxels objets. Ce compromis tient alors compte :

- de la physique de détection ;
- de la précision de localisation apportée par les voxels détecteurs ;
- du bruit dans les voxels, en proportion plus importante lorsqu'ils sont petits (rapport signal sur bruit plus faible) ;
- du temps de calcul des reconstructions, d'autant plus important que le nombre de voxels est grand.

Ainsi les performances de l'architecture HiSens sont évaluées (chapitre VI) avec un détecteur segmenté en 5 sous-couches et en 3 sous-couches équiprobables.

CHAPITRE VI

Evaluation des performances de HiSens

I	Etude de HiSens en acquisition planaire.....	146
I.A	Description des paramètres des simulations.....	146
I.A.1	Description des géométries	146
a)	Les sources	146
b)	Le collimateur	148
c)	Le détecteur	148
d)	Les volumes source et reconstruit	149
I.A.2	Les matrices R et les projections	150
a)	Les matrices R.....	150
b)	Les projections	150
I.A.3	Les méthodes de reconstruction utilisées	151
I.A.4	Evaluation de la qualité du volume reconstruit	151
a)	La résolution spatiale	152
b)	L'efficacité de reconstruction.....	152
c)	Les erreurs quadratiques.....	152
d)	Le contraste	153
e)	Le rapport signal sur bruit	153
f)	La comparaison relative	153
I.B	Résultats avec les projections simulées par SINDBAD	154
I.B.1	Source ponctuelle	154
a)	Etude des projections SINDBAD de la source ponctuelle	154
b)	Etude du volume reconstruit de la source ponctuelle	155
c)	Conclusion.....	161
I.B.2	Deux sources ponctuelles	163
a)	Etude des projections SINDBAD des deux sources ponctuelles	163
b)	Etude du volume reconstruit des deux sources ponctuelles.....	164
c)	Conclusion.....	166
I.B.3	Une source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	166
a)	Etude des projections SINDBAD de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires.....	166
b)	Etude du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	169
c)	Synthèse de l'étude avec la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	172
d)	Conclusion.....	175
I.B.4	Une source thyroïde (3D)	175
a)	Etude des projections SINDBAD de la source thyroïde (3D)	175
b)	Etude du volume reconstruit de la source thyroïde (3D).....	176
c)	Synthèse de l'étude avec la source thyroïde (3D)	177
d)	Conclusion.....	178
I.C	Résultats avec les projections simulées par PENELOPE et TASMANIA	178
I.C.1	Etude des projections PENELOPE de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires ..	179
I.C.2	Etude du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires	182
I.C.3	Conclusion.....	184
II	Etude de HiSens en acquisition tomographique	185
II.A	Description des paramètres des simulations.....	185
II.B	Résultats avec les projections simulées par SINDBAD	186

III	Discussion et perspectives	195
IV	Les premiers résultats expérimentaux.....	196
IV.A	Description des géométries	197
IV.B	Les projections par Minigami	197
IV.C	Les images reconstruites	199
IV.D	Conclusion	199

Ce chapitre évalue, par **simulation**, les performances de l'architecture HiSens, c'est-à-dire ses gains en efficacité et en résolution spatiale par rapport à une architecture classique, équivalente à la caméra d'Anger. La première partie de ce chapitre décrit les performances de HiSens en **acquisition planaire** et la deuxième partie en **acquisition tomographique**. Ces performances sont évaluées par une étude comparative du volume reconstruit, entre toutes les géométries simulées. La troisième partie de ce chapitre synthétise l'ensemble des résultats obtenus, et présente les perspectives possibles suite à ces travaux. Enfin, pour terminer ce chapitre, nous présentons les premiers **résultats expérimentaux** obtenus en acquisition planaire.

I Etude de HiSens en acquisition planaire

I.A Description des paramètres des simulations

I.A.1 Description des géométries

a) Les sources

Nous décrivons ici l'ensemble des **sources simulées** pour étudier l'architecture HiSens en acquisition planaire : une source ponctuelle, deux sources ponctuelles, une source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires et une source thyroïde (3D). Ces sources sont décrites de façon voxellisée avec un **pas de 0,5 mm**. Toutes ces sources sont supposées être du ^{57}Co , c'est-à-dire qu'elles émettent des photons gamma de **122 keV**. Aucun matériau atténuant associé à ces sources n'a été modélisé.

Une source ponctuelle

La **source ponctuelle** simulée est une source centrée par rapport à un trou du collimateur. Elle est placée à 100 mm de l'entrée du collimateur et possède une activité d'**1 MBq**. Le milieu ambiant dans lequel la source ponctuelle est placée est d'activité nulle.

Deux sources ponctuelles

Les **deux sources ponctuelles** simulées sont espacées l'une de l'autre de 40,5 mm, elles sont disposées dans un même plan transverse et placées respectivement à 79 mm et à 119,5 mm de l'entrée du collimateur (Figure VI-110). Chacune des sources possède une activité d'**1 MBq**. Le milieu ambiant dans lequel les sources ponctuelles sont placées est d'activité nulle.

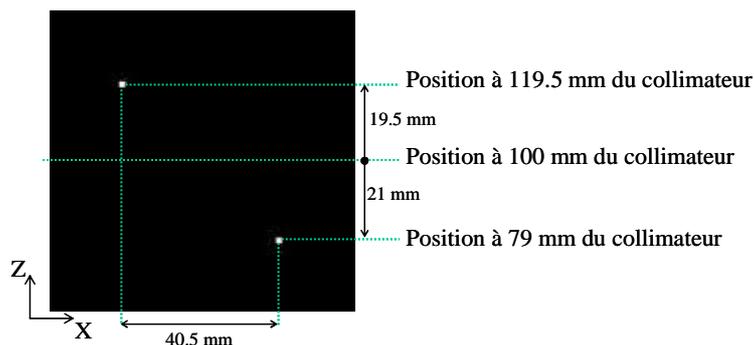


Figure VI-110 : Les deux sources ponctuelles dans le même plan transverse, placées respectivement à 79 mm et à 119,5 mm de l'entrée du collimateur.

Une source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

La **source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires** est un disque plat de diamètre total 50 mm, avec 2 inserts circulaires, un froid et un chaud, de diamètre 10 mm chacun (Figure VI-111). Cette source est placée à 100 mm de l'entrée du collimateur et possède une activité totale de **10 MBq** ou de **2 MBq**, avec une activité dans l'insert chaud double par rapport à l'activité du disque et une activité nulle dans l'insert froid.

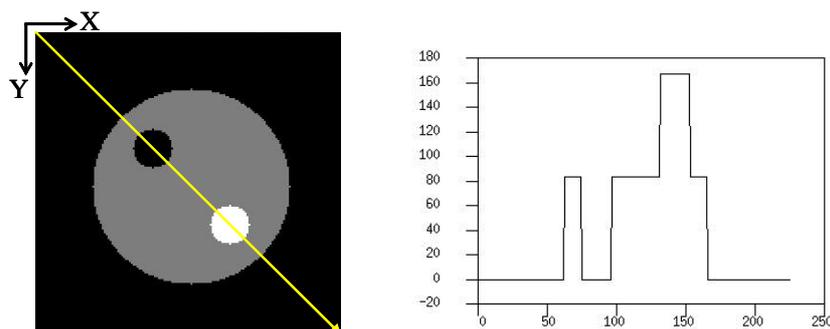


Figure VI-111 : Fantôme de la source plane (2D) circulaire avec 2 inserts circulaires chaud (en blanc) et froid (en noir) dans le plan coronal (X-Y) et du profil diagonal associé, au pas de 0,5 mm.

Une source thyroïde (3D)

La **source thyroïde volumique (3D)**, est composée de 2 lobes avec 3 inserts cylindriques froids et 1 insert cylindrique chaud dont la description a été donnée au chapitre V et rappelée sur les Figure VI-112, Figure VI-113 et Figure VI-114. La taille de la thyroïde est de $59 \times 71 \times 18 \text{ mm}^3$ et les inserts ont des diamètres respectifs de 6 mm, 11 mm, 11 mm et 13 mm. Cette source est placée à 100 mm de l'entrée du collimateur et possède une activité totale de **10 MBq** ou de **2 MBq**, avec une activité dans l'insert chaud double par rapport à l'activité de fond et une activité nulle dans les inserts froids.

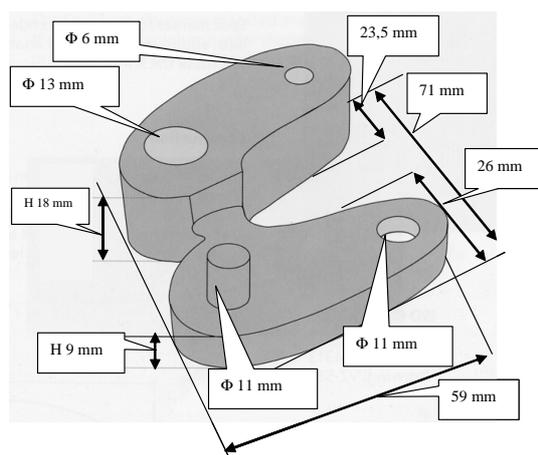


Figure VI-112 : Le fantôme de la source thyroïdienne.

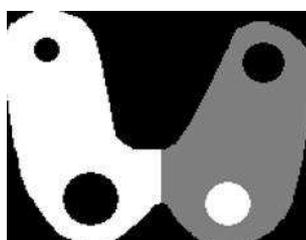


Figure VI-113 : Fantôme de la source thyroïdienne voxellisée sur un unique plan (zone blanche d'activité 1, grise d'activité ½ et noire d'activité 0), au pas de 0,5 mm.

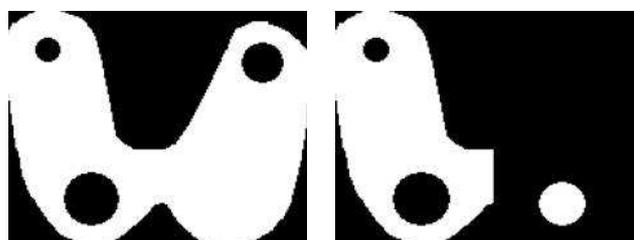


Figure VI-114 : Fantôme de la source thyroïdienne voxellisée sur deux plans (zone blanche d'activité ½, et noire d'activité 0), au pas de 0,5 mm.

b) Le collimateur

Deux collimateurs orthogonaux à trous parallèles carrés en plomb ont été simulés dans cette étude : le **colli_H25** et **colli_H12** (Tableau VI-30). Les dimensionnements de ces collimateurs ont été choisis de telle manière à ce que l'efficacité du premier collimateur (**colli_H25**) soit équivalente au collimateur type Anger LEHR, et celle du second collimateur (**colli_H12**) soit environ cinq fois supérieure à celle du premier. Il s'agit de collimateurs matching 1:1 ou matching 1:2 suivant le pas des pixels du détecteur choisi (voir ci-dessous).

Collimateur	Pas des trous carrés (mm)	Taille des trous carrés (mm)	Epaisseur septale (mm)	Hauteur septale (mm)	Efficacité géométrique (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	Résolution spatiale géométrique (mm)
colli_H25	1,5	1,3	0,2	25	168,5	6,6
colli_H12				12	766,4	12,6

Tableau VI-30: Dimensionnement des deux collimateurs simulés.

c) Le détecteur

Le détecteur simulé est un détecteur CdZnTe, de taille de 165 x 165 x 5 mm³, avec une discrétisation en 110 x 110 ou en 220 x 220 pixels, soit avec un pas de pixel de 1,5 mm (1 pixel par trou du collimateur) ou de 0,75 mm (4 pixels par trou du collimateur ; notation

« pix4 ») (Tableau VI-31). Ce détecteur de 5 mm d'épaisseur a été utilisé soit non segmenté (**1 sous-couche**), soit segmenté en :

- **5 sous-couches d'égale épaisseur**, d'1 mm chacune (*_5doi) ;
- **3 sous-couches équiprobables** d'épaisseur respective 0,8 mm, 1,2 mm et 3,0 mm (*_3doi).

Détecteur	Epaisseur du détecteur (mm)	nb de sous-couches du détecteur	Nombre de pixels détecteurs	Pas des pixels (mm ²)	Dimension totale du détecteur (mm ³)	collimateur associé
CdZnTe	5 mm	1	110 x 110	1,5 x 1,5	165 x 165 x 5	matching 1:1
		3	ou	ou		ou
		5	220 x 220	0,75 x 0,75		matching 1:2

Tableau VI-31: Dimensionnement du détecteur CdZnTe pixellisé simulé.

Les différences de localisation spatiale (voir chapitre IV) apportées par chacune des 5 sous-couches d'égale épaisseur ou des 3 sous-couches équiprobables, avec le collimateur *_H12 sont présentées dans le Tableau VI-32 pour le collimateur matching 1:1 et dans le Tableau VI-33 pour le collimateur matching 1:2.

Collimateurs	diff ₁ (µm)	diff ₂ (µm)	diff ₃ (µm)	diff ₄ (µm)	diff ₅ (µm)	total (µm)
*_H12_5doi	833,3	714,3	619,0	541,7	477,9	3186,2
*_H12_3doi	556,6	794,5	1835,1	-	-	-

Tableau VI-32: Précision de localisation spatiale à 100 mm du collimateur apportée par une segmentation du détecteur de 5 mm d'épaisseur en **cinq sous-couches d'égale épaisseur** et en **trois sous-couches équiprobables** avec un collimateur **matching 1 : 1** (voir chapitre IV).

Collimateurs		diff ₁ (µm)	diff ₂ (µm)	diff ₃ (µm)	diff ₄ (µm)	diff ₅ (µm)	sous-total (µm)	total (µm)
*_H12_pix4_5doi	pixel 1	833,3	714,3	619,0	541,7	477,9	3186,2	4534,2
	pixel 2	352,5	302,2	261,9	229,2	202,2	1348,0	
*_H12_pix4_3doi	pixel 1	556,6	794,5	1835,1	-	-	3186,2	4534,2
	pixel 2	559,9	438,0	350,1	-	-	1348,0	

Tableau VI-33: Précision de localisation spatiale à 100 mm du collimateur apportée par une segmentation du détecteur de 5 mm d'épaisseur en **cinq sous-couches d'égale épaisseur** et en **trois sous-couches équiprobables**, avec un collimateur **matching 1 : 2** (voir chapitre IV).

d) Les volumes source et reconstruit

Le volume reconstruit et le volume source simulés sont tous deux de dimension 81 x 81 x 81 mm³. Ces volumes ont été discrétisés respectivement en 54 x 54 x 54 voxels (volume_54) ou en 162 x 162 x 162 voxels (volume_162), donc avec une taille de voxel respectivement de 1,5 x 1,5 x 1,5 mm³ ou de 0,5 x 0,5 x 0,5 mm³ (Tableau VI-34).

Volume	Nombre de voxels	Taille des voxels (mm)	Dimension du volume (mm ³)
volume_54	54 x 54 x 54	1,5 x 1,5 x 1,5	81 x 81 x 81
volume_162	162 x 162 x 162	0,5 x 0,5 x 0,5	

Tableau VI-34: Dimensionnement des volumes source et reconstruit simulés.

Les sources décrites ci-dessus sont définies dans le volume « volume_162 », au pas 0,5 mm.

On remarque que le pas des voxels du volume reconstruit (1,5 mm) est supérieur aux différences de localisation spatiale de chaque sous-couche (Tableau VI-32). Ce point est abordé le paragraphe I.B.3.

Notons également que l'information dans chaque voxel du volume source représente une activité (des sources radioactives). L'unité du système international de l'activité radioactive est le becquerel (Bq). Cependant, ici, les activités du volume source sont données en coups.s⁻¹.sr⁻¹, correspondant à l'unité SINDBAD, et équivalente au Bq à un facteur multiplicatif près. Il s'agit de l'unité de l'axe des ordonnées sur les profils des volumes reconstruits présentés dans les paragraphes ci-dessous. Avec du ⁵⁷Co (85,7% de désintégration à 122 keV), le passage de l'unité SINDBAD à l'unité MBq se réalise par le facteur multiplicatif égal approximativement à 14,66 10⁻⁶ sr (Équation VI-46).

$$4 \times \pi \times \frac{100}{85.7} \times 10^{-6} \cong 14.66 \times 10^{-6} \text{ sr} \quad \text{Équation VI-46}$$

I.A.2 Les matrices R et les projections

a) Les matrices R

Les matrices R sont évaluées à l'aide du logiciel SINDBAD, en mode émission analytique. Les matrices sont calculées en considérant (Tableau VI-35) :

- le volume « volume_54 ». La matrice R_54_* est utilisée dans les méthodes de reconstruction, dans le calcul des projections estimées $p^{\text{estimée}} = R_{54_*} \cdot f_{\text{volume}_54}$;
- le volume « volume_162 ». La matrice R_162_* est utilisée pour évaluer les projections simulées de SINDBAD, par le calcul $p^{\text{simulée}} = R_{162_*} \cdot f_{\text{volume}_162}$.

POUR LES RECONSTRUCTIONS		POUR LES PROJECTIONS SIMULEES PAR SINDBAD		Détecteur		Collimateur
Matrices	Volume de reconstruction	Matrices	Volume de reconstruction	Pas des pixels (mm)	Nb de sous-couches	
R_54_H25	volume_54	R_162_H25	volume_162	1,5	1	colli_H25 matching 1:1
R_54_H12	volume_54	R_162_H12	volume_162	1,5	1	colli_H12 matching 1:1
R_54_H12_5doi		R_162_H12_5doi			5	
R_54_H12_3doi		R_162_H12_3doi			3	
R_54_H12_pix4	volume_54	R_162_H12_pix4	volume_162	0,75	1	colli_H12 matching 1:2
R_54_H12_pix4_5doi		R_162_H12_pix4_5doi			5	
R_54_H12_pix4_3doi		R_162_H12_pix4_3doi			3	

Tableau VI-35: Les matrices R simulées par SINDBAD en mode émission analytique.

b) Les projections

Les projections ont été obtenues par **simulation** à l'aide :

- du logiciel **SINDBAD**. Les projections simulées sont évaluées par calcul matriciel ($p^{\text{simulée}} = R_{162} \cdot f_{\text{volume}_162}$) ;
- du logiciel **PENELOPE**, couplé à **TASMANIA**.

I.A.3 Les méthodes de reconstruction utilisées

Les méthodes de reconstruction utilisées en acquisition planaire sont les méthodes :

- **ART**
- **SART** (avec un regroupement en sous-ensembles correspondant aux sous-couches détecteurs)
- **MLEM**
- **OSEM** (avec un regroupement en sous-ensembles correspondant aux sous-couches détecteurs)

Les méthodes de reconstruction ART et SART ont été utilisées avec un paramètre de relaxation $\alpha = 0,2$ et avec un volume reconstruit initial (estimée initiale de l'objet) uniforme égal à 0.

Les méthodes de reconstruction MLEM et OSEM ont été utilisées avec un volume reconstruit initial uniforme égal à 1.

Dans tous les cas, l'arrêt des reconstructions a été réalisé sur le nombre d'itérations. Le schéma des méthodes de reconstruction itératives, associé au logiciel de simulation SINDBAD et PENELOPE-TASMANIA est présenté sur la Figure VI-115.

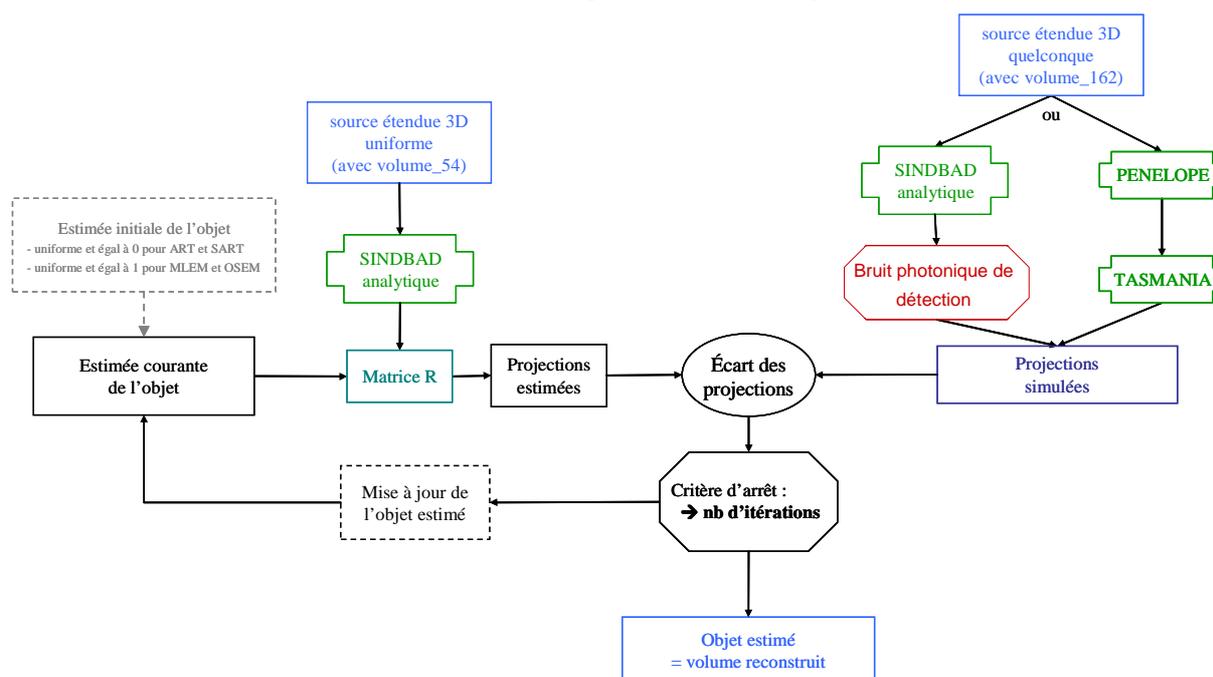


Figure VI-115 : Schéma des méthodes de reconstruction itératives utilisant les projections simulées par SINDBAD ou par PENELOPE-TASMANIA.

I.A.4 Evaluation de la qualité du volume reconstruit

Le **volume reconstruit 3D (VR)** a été évalué sous forme d'images 2D (Figure VI-116) :

- le **volume reconstruit cumulé (VRC)** : la projection du volume 3D dans le plan XY (cumul ou sommation des coupes coronales, sur l'axe Z) ;
- les **coupes** transverses (XZ), sagittales (YZ) ou coronales (XY).

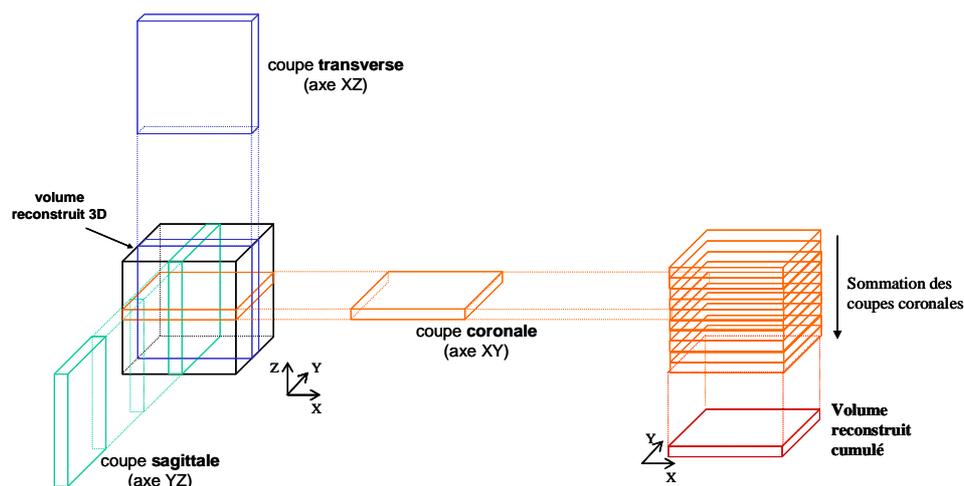


Figure VI-116 : Volume reconstruit (3D), coupes transverses, sagittales et coronales (2D), et volume reconstruit cumulé (2D).

La qualité de ces images 2D est évaluée en terme de résolution spatiale (lorsque les sources sont des sources ponctuelles), d'efficacité de reconstruction, d'erreur quadratique, de contraste, de rapport signal sur bruit et de comparaison relative des volumes reconstruits cumulés, des coupes ou des profils, entre toutes les géométries étudiées.

a) La résolution spatiale

La résolution spatiale est définie sur le volume reconstruit cumulé de la source ponctuelle reconstruite, en estimant la largeur à mi-hauteur du profil centré.

b) L'efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction est définie par le rapport entre le nombre d'évènements dans le volume reconstruit et le nombre d'évènements simulés. Elle représente la capacité de l'algorithme à reconstruire le nombre d'évènements générés.

c) Les erreurs quadratiques

L'erreur quadratique des **projections** a été estimée entre la projection simulée (par SINDBAD ou PENELOPE-TASMANIA) et la projection estimée à chaque itération selon l'Équation VI-47 :

$$\sqrt{\|p - Rf\|^2} = \sqrt{\frac{\sum_k (p_k^{\text{simulée}} - p_k^{\text{estimée}})^2}{N^2 N_e}} \quad \text{Équation VI-47}$$

avec $N^2 N_e$ le nombre de voxels détecteurs. Cette erreur quadratique des projections quantifie l'écart des projections (Figure VI-115), entre la projection simulée et la projection estimée par la reconstruction.

L'erreur quadratique du **volume reconstruit cumulé** (dans le plan **XY**) a été estimée entre le volume reconstruit cumulé original (connu en simulation) et le volume reconstruit cumulé estimé à chaque itération selon l'Équation VI-48 :

$$\sqrt{\frac{\sum_i (f_i^{\text{original}} - f_i^{\text{estimé XY}})^2}{V^2}} \quad \text{Équation VI-48}$$

avec V^2 le nombre de pixels objets dans le plan **XY**. Cette erreur quadratique du volume reconstruit cumulé quantifie l'écart entre la source originale (l'objet radioactif original) et l'objet radioactif estimé par la reconstruction.

Notons que les erreurs quadratiques du volume reconstruit cumulé (2D) ne peuvent être estimées qu'en simulation, où les sources originales sont connues. En expérimentation, seule l'erreur quadratique des projections peut être calculée.

d) *Le contraste*

En utilisant la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires, les volumes reconstruits cumulés sont comparés aux projections par une mesure du contraste entre l'insert chaud et l'insert froid, selon l'expression suivante (Équation VI-49) :

$$\text{contraste} = \frac{A_{\text{insert chaud}} - A_{\text{insert froid}}}{A_{\text{insert chaud}} + A_{\text{insert froid}}} \quad \text{Équation VI-49}$$

avec $A_{\text{insert chaud}}$ et $A_{\text{insert froid}}$ l'activité dans l'insert chaud et dans l'insert froid.

En utilisant la source thyroïde (3D), les volumes reconstruits cumulés sont comparés aux projections par une mesure du contraste entre le milieu homogène chaud et l'insert froid de diamètre 13 mm, selon l'expression suivante (Équation VI-50) :

$$\text{contraste} = \frac{A_{\text{milieu chaud}} - A_{\text{insert froid}}}{A_{\text{milieu chaud}} + A_{\text{insert froid}}} \quad \text{Équation VI-50}$$

avec $A_{\text{milieu chaud}}$ et $A_{\text{insert froid}}$ l'activité dans le milieu homogène chaud et dans l'insert froid.

e) *Le rapport signal sur bruit*

En utilisant la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires et la source thyroïde (3D), les volumes reconstruits cumulés sont comparés aux projections par une mesure d'un rapport signal sur bruit. Dans notre cas, ce rapport signal sur bruit est estimé dans une zone homogène de 10 x 10 pixels (correspondant à la moyenne sur l'écart type des valeurs des 100 pixels).

Il serait plus rigoureux d'estimer ce rapport signal sur bruit en évaluant le rapport entre l'activité moyenne calculée dans la zone homogène de 10 x 10 pixels, en considérant plusieurs répliques, divisée par l'écart type cette moyenne. Cependant, cette évaluation n'a pas été réalisée car nécessite un temps de calcul beaucoup plus long.

f) *La comparaison relative*

Une comparaison relative des volumes reconstruits est réalisée entre toutes les géométries décrites ci-dessus (dimension du collimateur, segmentation et pixellisation du détecteur). Cette comparaison s'effectue sur les images 2D (volumes reconstruits cumulés ou coupes) et certains profils de ces images 2D.

I.B Résultats avec les projections simulées par SINDBAD

L'architecture HiSens est tout d'abord évaluée avec les projections simulées par SINDBAD et avec les matrices de reconstruction calculées par SINDBAD. Les sources utilisées sont les 3 sources définies ci-dessus. Cinq géométries ont tout d'abord été étudiées, elles sont détaillées dans le Tableau VI-36. Deux autres géométries ont ensuite été ajoutées, elles sont détaillées dans le Tableau VI-37.

Dénomination	Collimateur	Décteur		Volume reconstruit
		Pas des pixels (mm)	Nb de sous-couches	
*_H25	colli_H25 matching 1:1	1,5	1	
*_H12	colli_H12	1,5	1	volume_54 (pas 1,5 mm)
*_H12_5doi	matching 1:1		5	
*_H12_pix4	colli_H12	0,75	1	
*_H12_pix4_5doi	matching 1:2		5	

Tableau VI-36: Les cinq premières géométries étudiées par SINDBAD.

Dénomination	Collimateur	Décteur		Volume reconstruit
		Pas des pixels (mm)	Nb de sous-couches	
*_H12_3doi	colli_H12 matching 1:1	1,5	3	volume_54 (pas 1,5 mm)
*_H12_pix4_3doi	colli_H12 matching 1:2	0,75		

Tableau VI-37: Les deux autres géométries étudiées par SINDBAD.

I.B.1 Source ponctuelle

a) Etude des projections SINDBAD de la source ponctuelle

Les projections de la source ponctuelle ont été évaluées pour les cinq géométries du Tableau VI-36. Dans ce cas présent, aucun bruit poissonnier n'a été ajouté aux projections.

Seules les projections (*_H25 et *_H12) sont présentées sur la Figure VI-117. Ces projections permettent d'évaluer le gain en efficacité (facteur 5,2) et la perte de résolution spatiale (facteur 1,8) par l'utilisation du collimateur *_H12 par rapport au collimateur *_H25 (Tableau VI-38).

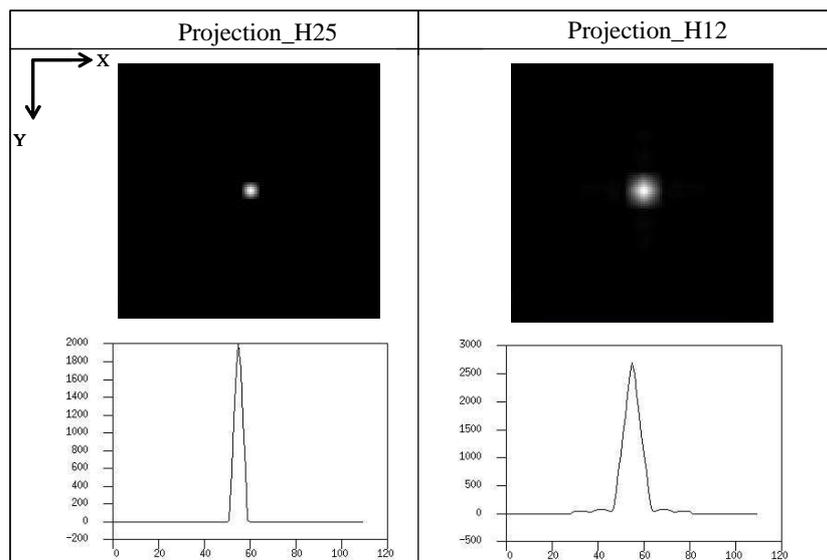


Figure VI-117 : Les projections (en haut) et les profils centrés associés (en bas) de la source ponctuelle d'1 MBq (placée à 100 mm du collimateur) pour les collimateurs *_H25 et *_H12.

	*_H25	*_H12	rapport
efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	104,8	548,0	5,2
résolution spatiale (mm)	7,5	13,5	1,8

Tableau VI-38 : Efficacité et résolution spatiale des projections avec les géométries *_H25 et *_H12.

Le gain en efficacité apporté par le collimateur *_H12 permet de réaliser deux comparaisons :

- une étude à **temps d'acquisition équivalent** (temps simulé équivalent) : le nombre de coups dans la projection *_H12 est alors environ 5 fois plus élevé que dans la projection *_H25. Le rapport signal sur bruit dans les projections *_H12 est augmenté.
- une étude avec un **nombre de coups équivalent dans les projections** *_H25 et *_H12 : le temps d'acquisition ou l'activité de la source doivent être environ 5 fois plus petits avec *_H12 qu'avec *_H25.

Dans l'étude de la source ponctuelle, les projections ont été réalisées à temps d'acquisition (simulé) équivalent, de 6 minutes.

b) Etude du volume reconstruit de la source ponctuelle

Les reconstructions de la source ponctuelle, pour les cinq géométries du Tableau VI-36, sont calculées avec les méthodes de reconstruction ART, SART, MLEM, et OSEM. Ces méthodes ont été arrêtées après 20 itérations. Les temps de calcul (obtenus sur SUN-blade-2500, 1280MHz) des reconstructions sur une itération sont donnés dans le Tableau VI-39. Ce temps est lié au dimensionnement du système, il augmente lorsque :

- le collimateur est à grande ouverture (*_H12), de part la construction de la matrice R réduite (voir chapitre V) ;
- le détecteur est discrétisé en sous-couches ;
- le nombre de pixels du détecteur est grand.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi
ART	22	83	415	386	1923
SART	23	87	433	400	2017
MLEM	20	74	428	334	4291
OSEM	20	74	371	335	1696

Tableau VI-39 : **Temps de calcul** (en secondes) des reconstructions ART, SART, MLEM et OSEM sur une itération pour les cinq géométries simulées.

La qualité des reconstructions est évaluée par les termes d'efficacité de reconstruction (Tableau VI-40) et de résolution spatiale (Tableau VI-41) sur le volume reconstruit cumulé (VRC), et par le terme d'erreur quadratique des projections (Figure VI-118).

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi
ART	0,16	0,27	0,82	0,18	0,65
SART	1,18	1,09	1,14	1,12	1,15
MLEM	1,02	0,97	0,98	0,97	0,99
OSEM	1,02	0,97	0,99	0,97	1,00

Tableau VI-40 : **Efficacité de reconstruction** du volume reconstruit cumulé de la source ponctuelle par les quatre méthodes de reconstruction et pour les cinq géométries simulées.

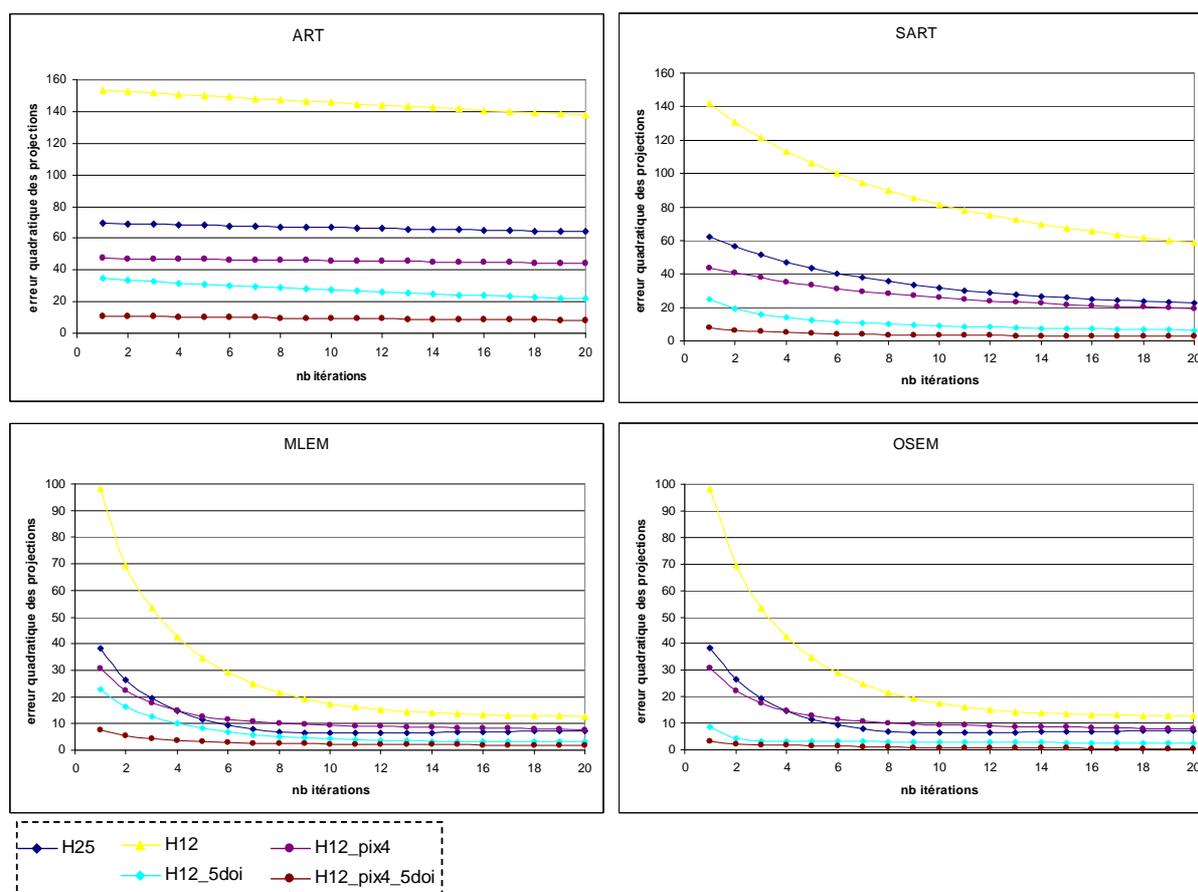


Figure VI-118 : **Erreur quadratique des projections** de la source ponctuelle par les quatre méthodes de reconstruction et pour les cinq géométries simulées.

On constate que l'efficacité de reconstruction pour la méthode **ART** est très faible après 20 itérations (Tableau VI-40) et que cette méthode converge très lentement (Figure VI-118). Notons que la vitesse de convergence de cette méthode est directement reliée au paramètre α ($\alpha = 0,2$ dans notre cas). La vitesse de convergence peut être accélérée en prenant une valeur du paramètre α plus grande (avec $0 < \alpha < 2$). Cette étude n'a cependant pas été réalisée ici.

L'utilisation d'un détecteur segmenté en 5 sous-couches (*_H12_5doi) et/ou pixellisé (*_H12_pix4) ne permet pas d'accélérer la vitesse de convergence (la pente des courbes des erreurs quadratiques est faible et identique pour toutes les géométries) mais permet d'améliorer la convergence des reconstructions : l'erreur quadratique des projections est plus faible dans le cas de détecteur segmenté en 5 sous-couches et dans le cas de détecteur pixellisé dans les trous du collimateur. L'utilisation combinée du détecteur segmenté en 5 sous-couches et du détecteur pixellisé (*_H12_pix4_5doi) permet d'optimiser la convergence des reconstructions. De plus, l'efficacité de reconstruction est plus élevée, mais n'atteint pas une valeur proche de 1 après 20 itérations. Il faudrait avec cette méthode ART réaliser plus de 20 itérations afin d'atteindre la convergence du système.

On observe, par le calcul de l'erreur quadratique des projections, que la vitesse de convergence de la méthode **SART** est accélérée de part le regroupement en sous-ensembles des voxels du détecteur, correspondant aux sous-couches détecteurs. Cette méthode SART permet également d'améliorer la convergence des reconstructions. De plus, l'efficacité de reconstruction de la méthode SART est plus élevée que celle de la méthode ART, après 20 itérations. Cependant, cette efficacité de reconstruction est supérieure à 1 : l'activité de la source est surestimée. Cette situation est observée à cause de la contrainte de positivité appliquée aux méthodes additives ART et SART, et qui doit être satisfaite à chaque itération : la solution recherchée est toujours positive.

Les méthodes **MLEM** et **OSEM** sont des méthodes de reconstruction beaucoup plus rapides, l'erreur quadratique des projections converge plus rapidement avec les itérations (Figure VI-118). Cette convergence est également accélérée avec un détecteur segmenté en 5 sous-couches et/ou un détecteur pixellisé dans les trous du collimateur. De plus, l'efficacité de reconstruction des méthodes MLEM et OSEM est très proche de 1.

On constate que la méthode de reconstruction **OSEM** est la méthode la **plus rapide**. En regardant plus en détail les erreurs quadratiques des projections de la géométrie *_H12_5doi sur la Figure VI-119, on constate que 11 itérations SART sont équivalentes à 4 itérations MLEM et équivalentes à 1 itération OSEM. Cette dernière remarque montre que le nombre de sous-ensembles, égal au nombre de sous-couches (5 sous-couches) détermine approximativement le facteur d'accélération d'OSEM par rapport à MLEM.

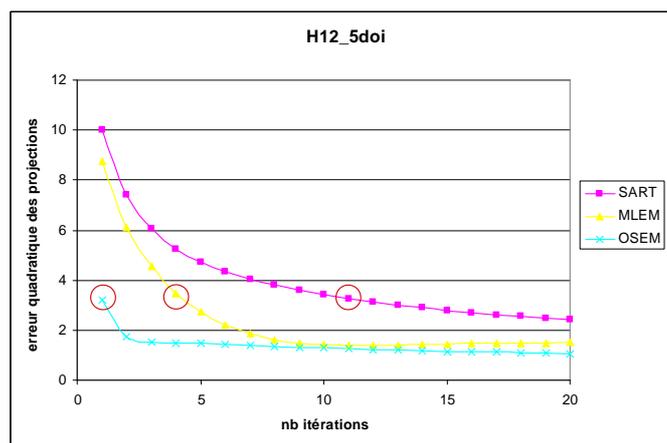


Figure VI-119 : Erreur quadratique des projections de la source ponctuelle par les méthodes de reconstruction SART, MLEM et OSEM et pour la géométrie *_H12_5doi simulée.

L'étude de la résolution spatiale du volume reconstruit cumulé est synthétisée dans Tableau VI-41. On constate qu'après 20 itérations, la méthode OSEM permet de reconstruire des images avec la meilleure résolution spatiale, en utilisant la discrétisation en sous-couches et/ou la pixellisation du détecteur.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi
ART	7,5	19,5	16,5	16,5	13,5
SART	7,5	13,5	10,5	13,5	7,5
MLEM	4,5	7,5	7,5	4,5	4,5
OSEM	4,5	7,5	1,5	4,5	1,5

Tableau VI-41 : **Résolution spatiale** (mm) du volume reconstruit cumulé par les quatre méthodes de reconstruction simulées et pour les cinq géométries simulées.

En considérant le collimateur *_H25, la résolution spatiale est identique pour les méthodes ART et SART et pour les méthodes MLEM et OSEM. La localisation spatiale de la source ponctuelle n'est donc pas améliorée par regroupement des informations en une sous-couche. En revanche, cette résolution spatiale est plus petite pour les méthodes MLEM et OSEM que pour les méthodes ART et SART, traduite par une meilleure convergence (l'erreur quadratique des projections est plus faible).

En considérant le collimateur *_H12, la résolution spatiale est meilleure en utilisant un détecteur segmenté en 5 sous-couches ou/et pixellisé. **L'information de profondeur d'interaction dans le détecteur ou/et la pixellisation du détecteur permet donc de préciser la localisation spatiale de la source ponctuelle dans le plan XY, donc d'améliorer la résolution spatiale des images.**

De plus, on remarque que :

- l'amélioration de la résolution spatiale est obtenue avec une valeur de pas des voxels du volume reconstruit (égale à 1,5 mm, Tableau VI-34) supérieure aux différences de localisation spatiale de chaque sous-couche (Tableau VI-32).

- les méthodes SART, MLEM et OSEM utilisées sur les projections *_H25 et *_H12 permettent, à elles seules (sans utilisation de la profondeur d'interaction – une seule sous-

couche détecteur), de maintenir (pour SART) et d'améliorer (pour MLEM et OSEM) la résolution spatiale des images après reconstruction par rapport à celles des projections (Tableau VI-42). Cela est dû au processus de déconvolution que la reconstruction réalise, en connaissant la fonction de transfert du collimateur (contenue dans la matrice R) calculée par SINDBAD.

	*_H25	*_H12
Projections	7,5	13,5
VRC_SART	7,5	13,5
VRC_MLEM	4,5	7,5
VRC_OSEM	4,5	7,5

Tableau VI-42 : Résolution spatiale des projections *_H25 et *_H12 et des volumes reconstruits cumulés (VRC) *_H25 et *_H12 par les méthodes de reconstruction SART, MLEM et OSEM.

Pour la méthode de reconstruction OSEM, les volumes reconstruits cumulés et les profils centrés associés sont présentés sur la Figure VI-120 pour les cinq géométries simulées par SINDBAD.

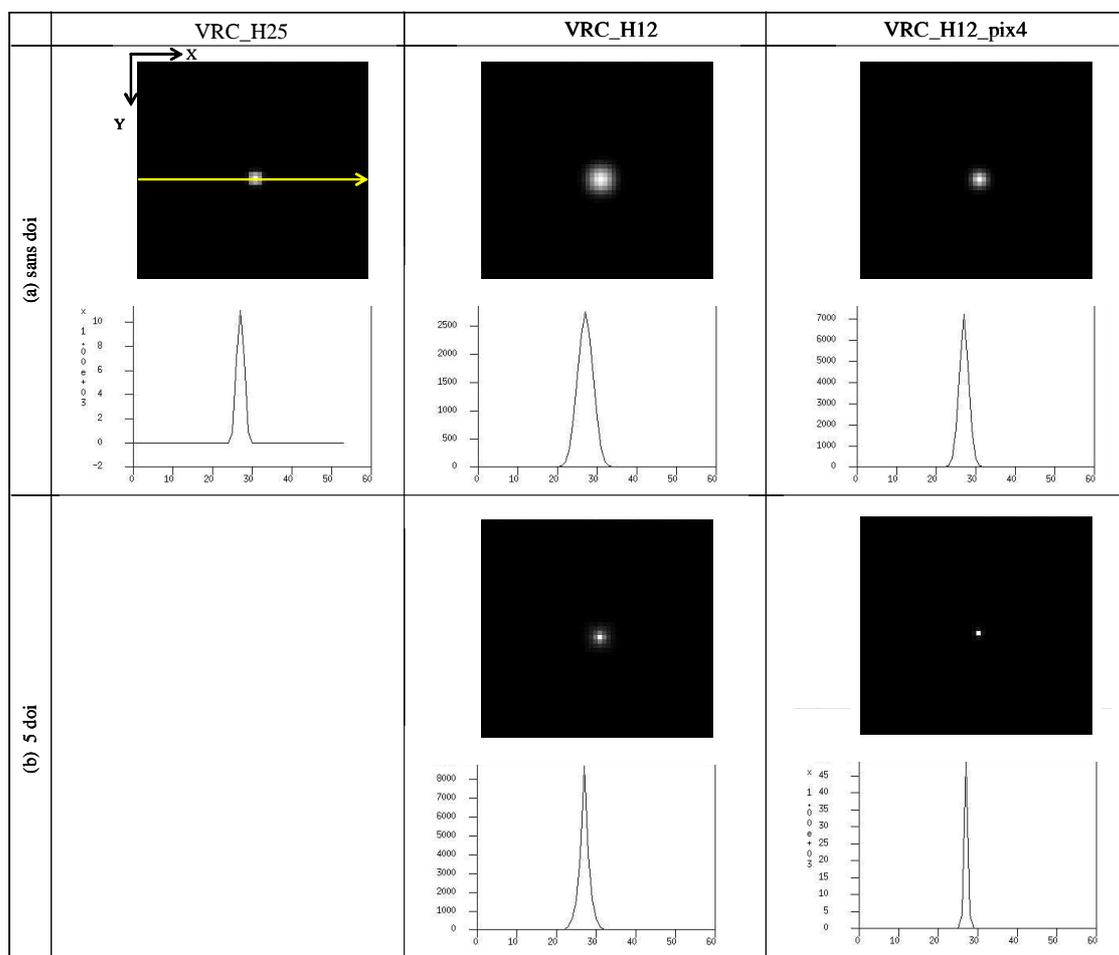


Figure VI-120 : Les volumes reconstruits (par la méthode de reconstruction OSEM) cumulés et les profils centrés associés, pour les cinq géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté et (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches.

On remarque que la localisation de la source ponctuelle dans l'image *_H12 est moins précise que dans l'image *_H25, mais que la segmentation du détecteur en 5 sous-couches ou/et la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur permettent d'améliorer cette localisation. La précision de la localisation de la source ponctuelle est également évaluée par l'erreur quadratique du volume reconstruit cumulé (Figure VI-121), qui est minimale lorsque la géométrie est *_H12_pix4_5doi.

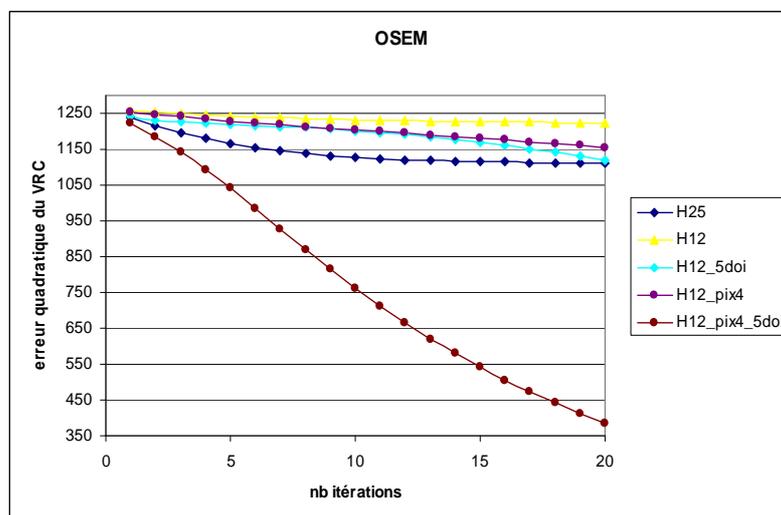


Figure VI-121 : Erreur quadratique du volume reconstruit cumulé (VRC) de la source ponctuelle par la méthode de reconstruction OSEM et pour les cinq géométries simulées.

La localisation de la source ponctuelle est également étudiée sur l'axe Z, sur les coupes transverses centrées du volume reconstruit 3D (Figure VI-122). La distance (en mm) entre l'entrée du collimateur et le maximum du volume reconstruit 3D est reportée dans le Tableau VI-43. On remarque ainsi que la localisation spatiale selon l'axe Z est meilleure lorsque le détecteur est segmenté en 5 sous-couches ou/et pixellisé. Le maximum du volume reconstruit 3D se situe à la bonne distance (100 mm) du collimateur avec la géométrie *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

L'information de profondeur d'interaction dans le détecteur ou/et la pixellisation du détecteur permet donc de préciser la localisation spatiale de la source ponctuelle sur l'axe Z.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi
Distance (mm) entre collimateur - maximum du volume reconstruit	89	59	100	97	100

Tableau VI-43 : Distance (mm) entre l'entrée du collimateur et le maximum du volume reconstruit 3D par la méthode de reconstruction OSEM et pour les cinq géométries simulées.

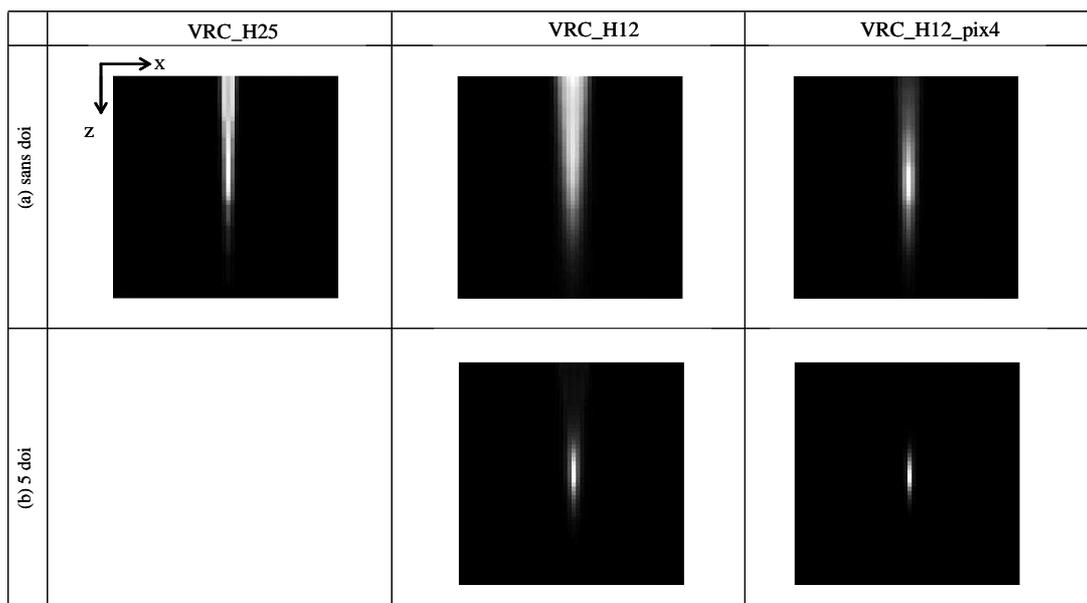


Figure VI-122 : Les coupes transverses centrées (plan $Y = 27$) des volumes reconstruits 3D (par la méthode de reconstruction OSEM) pour les cinq géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté et (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches.

c) Conclusion

L'étude de la source ponctuelle a permis de montrer que les méthodes MLEM et **OSEM** sont des méthodes de reconstruction beaucoup plus **rapides** que les méthodes ART ou SART. Elles permettent d'obtenir des **efficacités de reconstruction proche de 1** après seulement quelques itérations, et des **résolutions spatiales** (localisation en XY) **meilleures** que celles des projections.

L'information de profondeur d'interaction dans le détecteur ou/et la pixellisation du détecteur permet de préciser la localisation spatiale de la source ponctuelle dans le plan XY, donc d'améliorer la résolution spatiale des images. La projection obtenue avec la géométrie *_H25 et des volumes reconstruits cumulés obtenus avec les géométries *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi par la méthode de reconstruction OSEM sont comparés sur la Figure VI-123, et les profils normalisés correspondants sur la Figure VI-124. La superposition des profils se réalise sur les profils normalisés, car les projections et le volume reconstruit n'ont pas les mêmes unités (respectivement nombre de photons détectés et nombre de coups émis par seconde et par stéradian).

La méthode de reconstruction OSEM, associée au détecteur segmenté en 5 sous-couches et/ou pixellisé permet d'améliorer la qualité de l'image 2D.

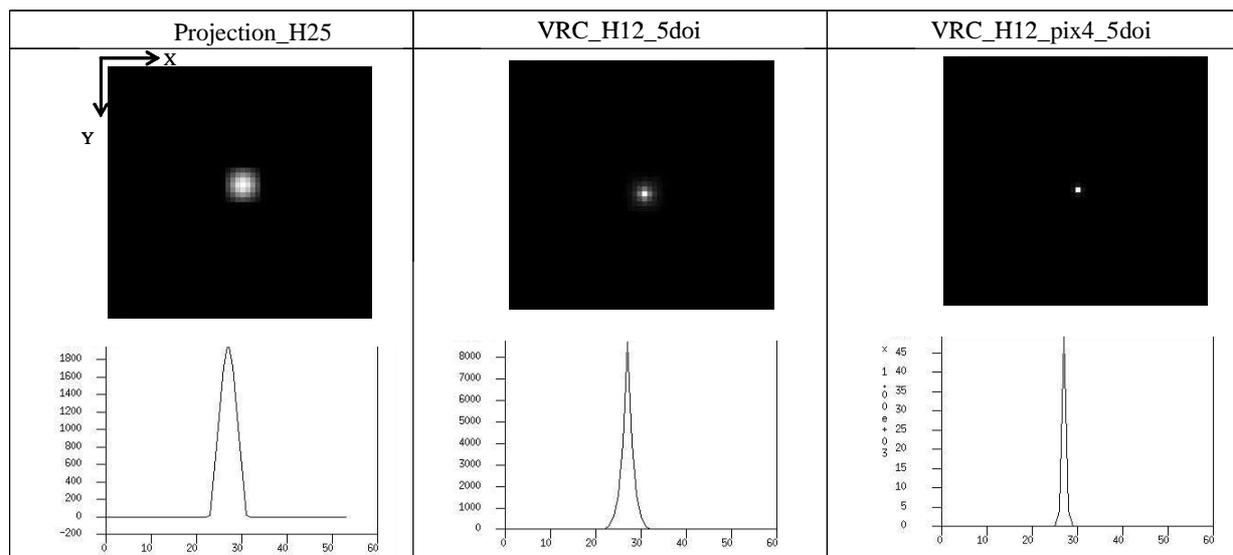


Figure VI-123 : Comparaison de la projection et du profil associé *_H25 avec les VRC et les profils associés obtenus par la méthode de reconstruction OSEM avec les géométries *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

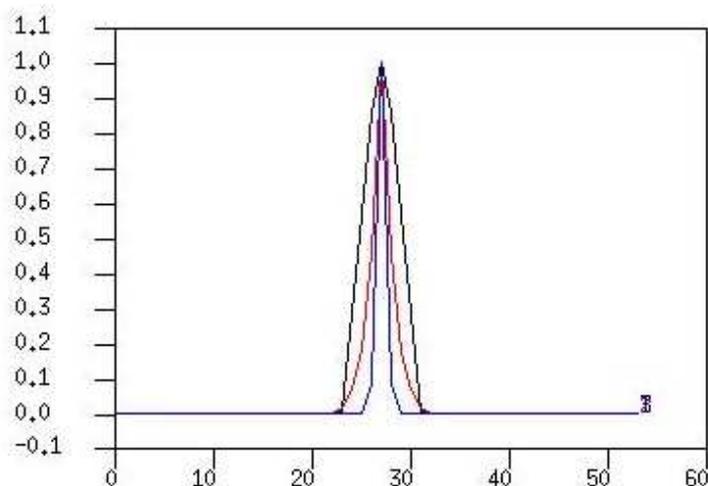


Figure VI-124 : Comparaison des profils normalisés de la projection *_H25 (en noir) et des volumes reconstruits cumulés *_H12_5doi (en rouge) et *_H12_pix4_5doi (en bleu).

L'information de profondeur d'interaction dans le détecteur ou/et la pixellisation du détecteur permet également de préciser la localisation spatiale de la source ponctuelle sur l'axe Z (Figure VI-122).

Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre IV, cette précision n'est pas identique suivant la distance entre la source et le collimateur. Le paragraphe suivant permet de mettre en évidence la dépendance à cette distance. L'étude de deux sources ponctuelles, placées à des distances différentes de l'entrée du collimateur est alors réalisée.

I.B.2 Deux sources ponctuellesa) *Etude des projections SINDBAD des deux sources ponctuelles*

Les deux sources ponctuelles sont placées respectivement à 79 mm et à 119,5 mm de l'entrée du collimateur. Les projections sont évaluées pour les cinq géométries du Tableau VI-36, avec un temps d'acquisition de 6 minutes. Seules les projections (*_H25 et *_H12) sont présentées sur la Figure VI-125. Ces projections permettent d'évaluer le gain en efficacité et la perte de résolution spatiale du collimateur *_H12 par rapport au collimateur *_H25 (Tableau VI-38). Sur les projections, la source la plus éloignée du collimateur est représentée par la tache la moins lumineuse et la plus large, donc par la résolution spatiale (largeur à mi-hauteur du profil centré) la plus élevée.

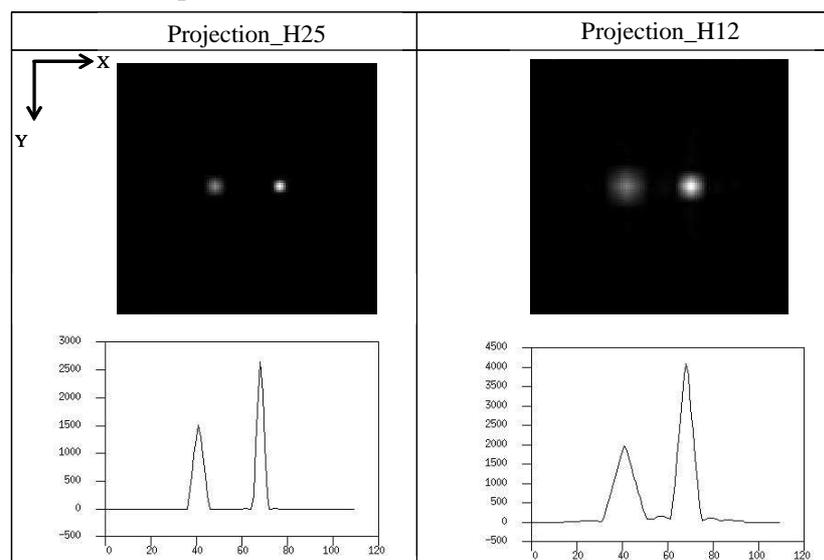


Figure VI-125 : Les projections (en haut) et les profils centrés associés (en bas) des deux sources ponctuelles d'1 MBq, placée à 79 mm (à droite des projections) et à 119,5 mm (à gauche des projections) du collimateur, dans un même plan transverse, pour les géométries *_H25 et *_H12.

		*_H25	*_H12
efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)		101,2	555,0
résolution spatiale (mm)	source à 79 mm	4,5	9
	source à 119,5 mm	9	15

Tableau VI-44 : Efficacité et résolution spatiale des projections pour les géométries *_H25 et *_H12.

b) Etude du volume reconstruit des deux sources ponctuelles

Les volumes reconstruits cumulés des deux sources ponctuelles, ainsi que les profils associés, ont été calculés avec la méthode de reconstruction OSEM, arrêtée après 20 itérations et pour les géométries *_H25, *_H12 et *_H12_5doi (Figure VI-126).

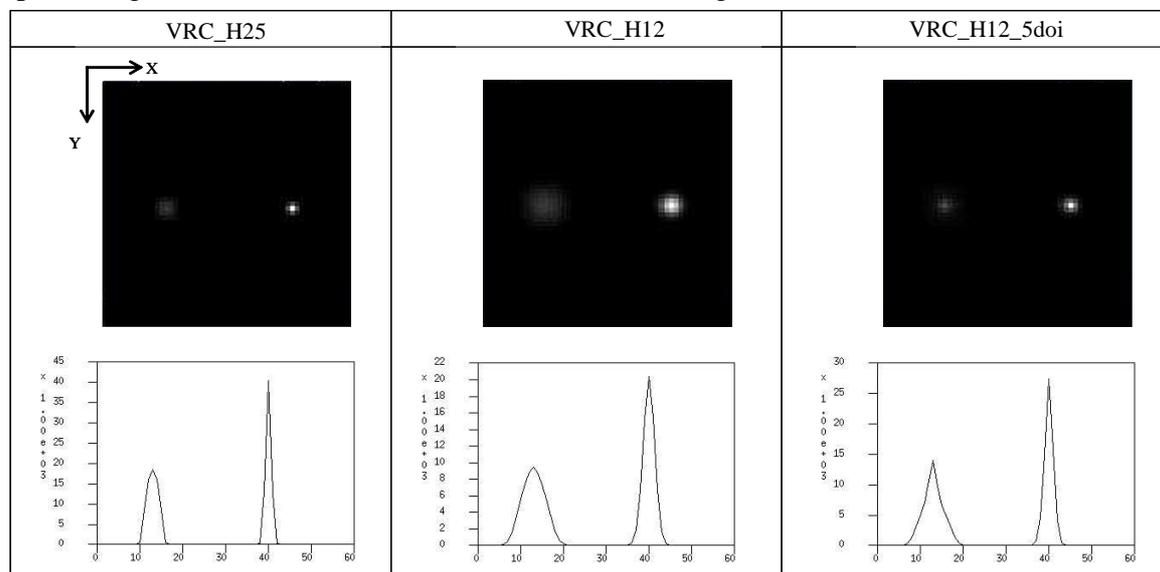


Figure VI-126 : Les volumes reconstruits cumulés et les profils centrés associés, par la méthode de reconstruction OSEM et pour les trois géométries simulées (*_H25, *_H12, *_H12_5doi).

		projection	volume reconstruit cumulé		
		*_H25	*_H25	*_H12	*_H12_5doi
résolution spatiale (mm)	source à 79 mm	1,5	1,5	4,5	4,0
	source à 119,5 mm	4,5	4,5	10,5	6,0

Tableau VI-45 : Résolution spatiale (mm) de la projection *_H25 et du volume reconstruit cumulé par la méthode de reconstruction OSEM et pour les trois géométries simulées (*_H25, *_H12, *_H12_5doi).

On remarque que les résolutions spatiales (Tableau VI-45) des sources ponctuelles dans le volume reconstruit cumulé dépendent toujours de la distance au collimateur. L'utilisation du détecteur segmenté en 5 sous-couches permet d'améliorer légèrement la résolution spatiale pour la source placée à 79 mm du collimateur et plus fortement pour la source placée à 119,5 mm du collimateur. Cette observation n'est pas surprenante. En effet, la précision de localisation (introduite dans le chapitre IV et discutée dans le chapitre V) dépend de la distance entre la source et le collimateur (Figure VI-127). Ainsi, les différences de localisation spatiale dans le plan des axes X et Y sont plus faibles pour une petite distance source-collimateur.

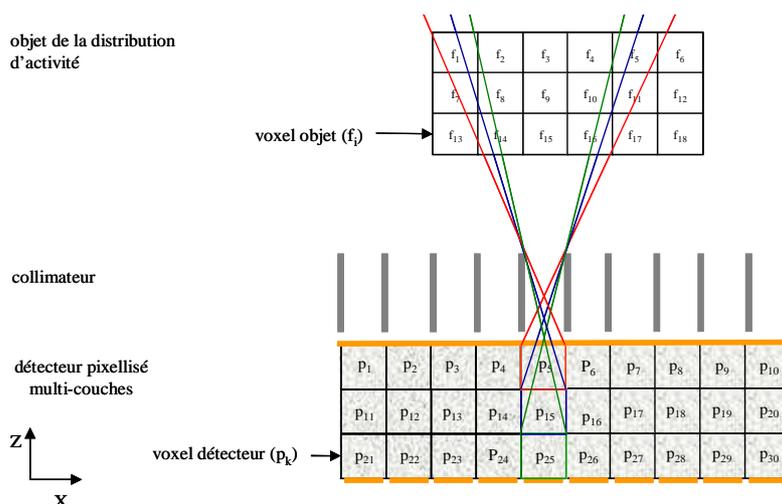


Figure VI-127 : La précision de localisation est liée à l'échantillonnage des données (segmentation sur la profondeur du détecteur, dimension des pixels détecteur, distance source-collimateur).

La localisation des deux sources ponctuelles est également étudiée sur l'axe Z, sur les coupes transverses centrées du volume reconstruit 3D (Figure VI-128). La distance (en mm) entre l'entrée du collimateur et une source ponctuelle (le maximum) est reportée dans le Tableau VI-46. On remarque ainsi que l'utilisation du détecteur segmenté en 5 sous-couches permet d'améliorer légèrement la localisation spatiale sur l'axe Z pour la source placée à 79 mm du collimateur et plus fortement pour la source placée à 119,5 mm du collimateur. Le maximum du volume reconstruit 3D se situe approximativement à une distance du collimateur correcte avec la géométrie *_H12_5doi.

		*_H25	*_H12	*_H12_5doi
Distance (mm) entre collimateur - maximum du volume reconstruit	source à « 79 mm »	59	59	77
	source à « 119,5 mm »	101	59	118

Tableau VI-46 : Distance (mm) entre l'entrée du collimateur et le maximum du volume reconstruit 3D de la source ponctuelle par la méthode de reconstruction OSEM et pour les trois géométries simulées.

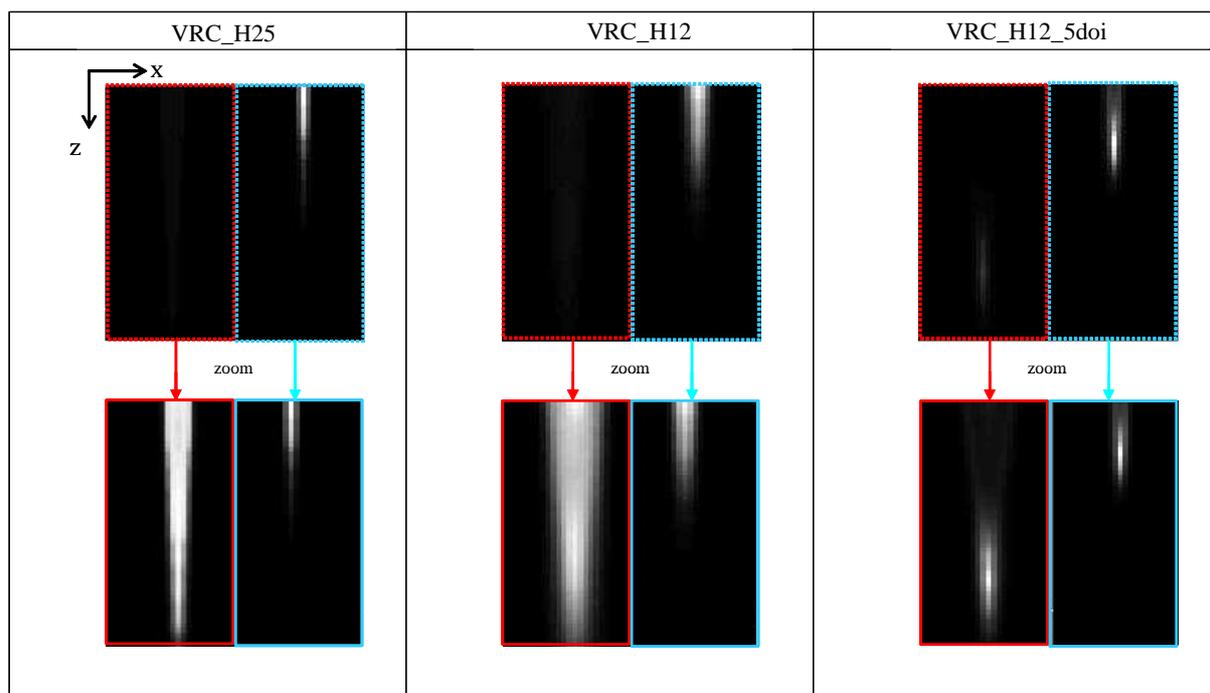


Figure VI-128 : Les coupes transverses des volumes reconstruits 3D (en haut) et ces mêmes coupes mises à une dynamique propre pour chaque source (en bas) ; avec la méthode de reconstruction OSEM et pour les trois géométries simulées (*_H25, *_H12, *_H12_5doi).

c) Conclusion

La précision apportée sur la localisation spatiale d'une source ponctuelle dépend de la distance entre la source et le collimateur (sur l'axe Z). Cette dépendance reste problématique en acquisition planaire, la précision spatiale apportée par l'information de profondeur d'interaction étant elle aussi dépendante de la distance entre la source et le collimateur. Le choix a été fait d'étudier en acquisition planaire des sources étendues planes ou de faible épaisseur. Les sources volumiques sont uniquement traitées en acquisition tomographique.

I.B.3 Une source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

a) Etude des projections SINDBAD de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

Les projections ont été évaluées pour les cinq géométries du Tableau VI-36 puis les deux géométries du Tableau VI-37, avec la source étendue plane (2D) circulaire avec inserts circulaires de 10 MBq. Ces projections ont été acquises avec un temps environ 5 fois plus petit pour les géométries *_H12* que pour *_H25*, afin d'avoir un nombre de coups équivalent sur les projections. Ces projections ont été bruitées par un bruit poissonnien.

Les projections et les profils diagonaux *_H25 *_H12 et *_H12_pix4, sont présentés sur la Figure VI-129. L'étude des projections de la source étendue montre que le collimateur *_H12 permet un gain en efficacité d'un facteur environ 5 par rapport au collimateur *_H25 (Tableau VI-47), au détriment d'une perte en résolution spatiale : les inserts chauds et froids sur les projections sont moins bien définis. De plus, les efficacités des géométries *_H12 et *_H12_pix4 évaluées par SINDBAD sont identiques. SINDBAD ne modélise pas la physique

de détection dans le détecteur et notamment la perte d'efficacité occasionnée par le partage de charges plus importante dans la géométrie *_H12_pix4. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude avec PENELOPE et TASMANIA.

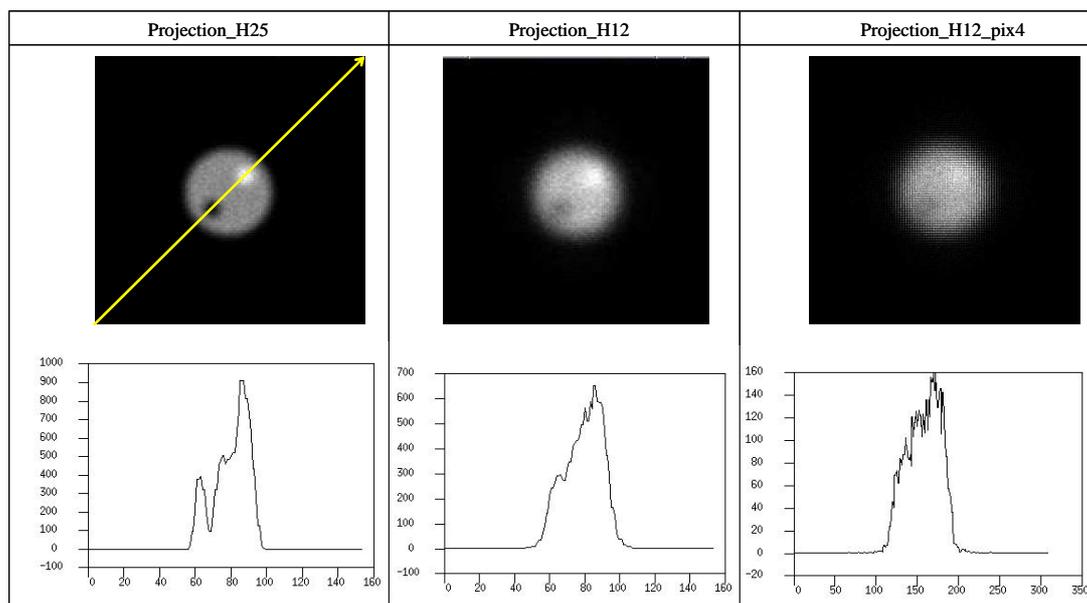


Figure VI-129 : Les projections (en haut) et les profils diagonaux associés (en bas) de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires de 10 MBq (placée à 100 mm du collimateur) pour les géométries *_H25, *_H12 et *_H12_pix4. Projections à nombre de coups équivalent.

De plus, la projection de la géométrie *_H12_pix4 n'est plus une image directement interprétable comme les projections des géométries *_H25 ou *_H12. On observe sur l'image la signature de la nature pixellisée des détecteurs (4 pixels détecteurs se situent sous un trou du collimateur) : l'image présente des régions striées ou hachurées. Il s'agit de la variation de la transparence septale suivant la position des septa du collimateur par rapport au pixel détecteur (Figure VI-130). Les profils associés à ces projections sont par conséquent striés. Notons également que le bruit photonique dans la projection *_H12_pix4 est plus important que celui de la projection *_H12 car le nombre de photons détectés par pixel est divisé par 4.

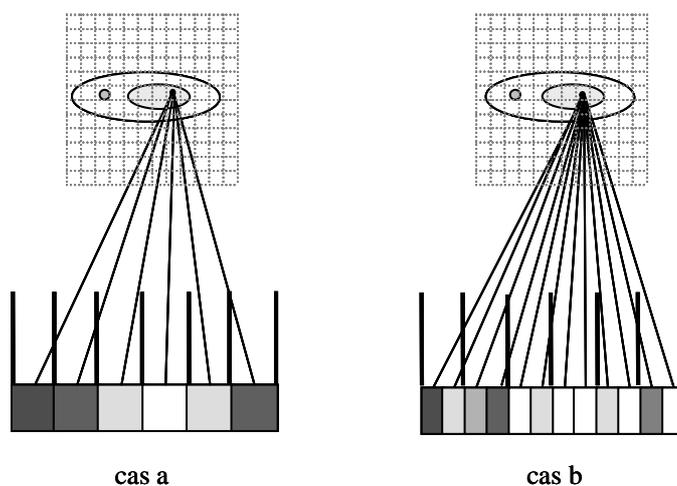


Figure VI-130 : Projection lorsque 1 (cas a) ou 4 (cas b) pixels détecteurs se situent sous un trou du collimateur : la variation de la transparence septale se traduit par une variation du niveau de gris sur les pixels voisins.

Les projections avec le détecteur segmenté en 5 sous-couches (*_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi) sont présentées sur la Figure VI-131, et les profils diagonaux de chacune des 5 sous-couches de la géométrie *_H12_5doi sur la Figure VI-132.

La répartition des photons dans les 5 sous-couches du détecteur est donnée dans le Tableau VI-48. Cette répartition est identique pour les géométries *_H12 et *_H12_pix4 car la simulation SINDBAD en mode analytique réalise une détection en calculant le nombre de photons absorbés dans l'épaisseur de détecteur. Ce nombre est indépendant de la pixellisation du détecteur. Cette répartition des photons dans les sous-couches suit donc la loi exponentielle d'atténuation.

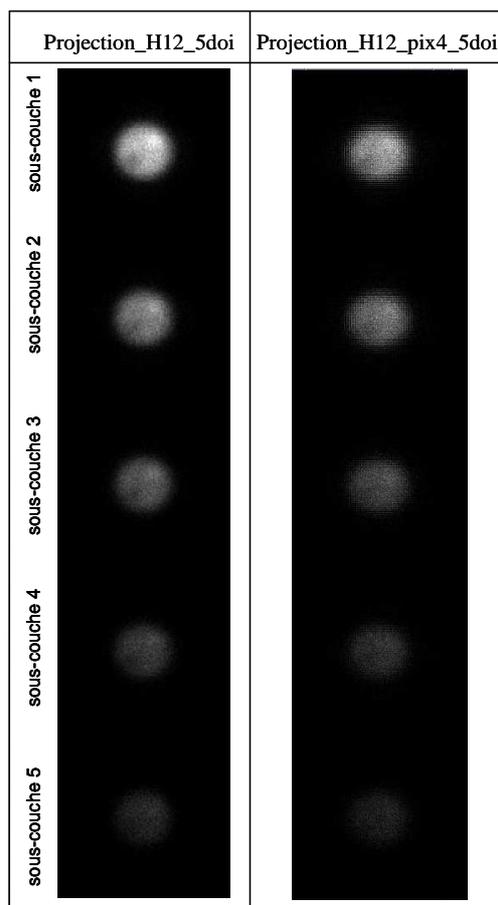


Figure VI-131 : Les projections dans les 5 sous-couches de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires de 10 MBq pour les géométries *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

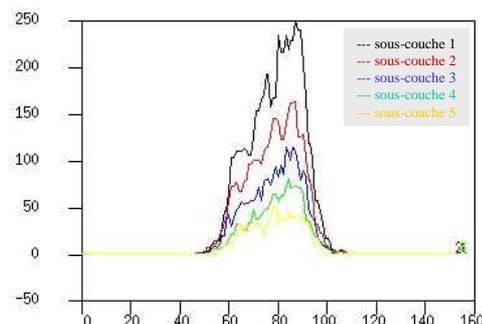


Figure VI-132 : Les profils diagonaux des 5 sous-couches associés aux projections de la Figure VI-131 pour la géométrie *_H12_5doi.

	*_H25	*_H12	*_H12_pix4
Efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	103,15	553,44	554,4

Tableau VI-47 : Efficacité pour les géométries *_H25 *_H12 et *_H12_pix4.

	*_H12_5doi	*_H12_pix4_5doi
sous-couche 1	38,8	38,7
sous-couche 2	25,6	25,7
sous-couche 3	17,0	17,0
sous-couche 4	11,2	11,2
sous-couche 5	7,4	7,4

Tableau VI-48 : Répartition des photons (%) dans les 5 sous-couches du détecteur pour les géométries *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

Ainsi le nombre de photons dans la dernière sous-couche est faible et représente seulement 7,5% de la totalité des photons absorbés. La proportion du bruit, associé à cette sous-couche, est alors la plus élevée. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre III, les méthodes de reconstruction présentent l'inconvénient d'être instables en présence de bruit important dans les projections. Il paraît alors intéressant de travailler avec un bruit équivalent dans toutes les sous-couches du détecteur. Pour cela, les sous-couches doivent être équiprobables. La solution est donc de segmenter le détecteur en 3 sous-couches d'épaisseur respective de 0,8 mm, 1,2 mm et 3,0 mm.

Les projections avec le détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables (*_H12_3doi et *_H12_pix4_3doi) sont présentées sur la Figure VI-133, et les profils diagonaux des 3 sous-couches équiprobables de la géométrie *_H12_3doi sur la Figure VI-134. La répartition des photons dans les sous-couches du détecteur est donnée dans le Tableau VI-49. Les 3 sous-couches équiprobables renferment alors chacune approximativement 33% des photons totalement absorbés par le détecteur.

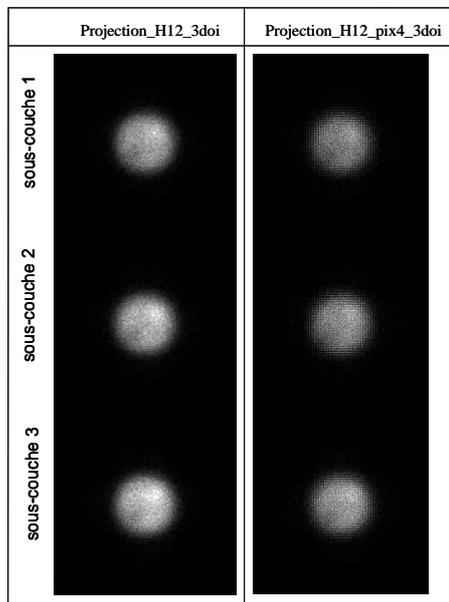


Figure VI-133 : Les projections dans les 3 sous-couches de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires de 10 MBq pour les géométries *_H12_3doi et *_H12_pix4_3doi.

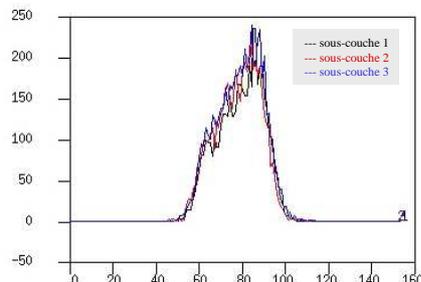


Figure VI-134 : Les profils diagonaux des 3 sous-couches associés aux projections de la Figure VI-133 pour la géométrie *_H12_3doi.

		*_H12_3doi	*_H12_pix4_3doi
répartition des photons (%)	sous-couche 1	30,47	30,22
	sous-couche 2	33,34	33,45
	sous-couche 3	36,19	36,33

Tableau VI-49 : Répartition des photons (%) dans les 3 sous-couches du détecteur pour les géométries *_H12_3doi et *_H12_pix4_3doi.

b) Etude du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

Les reconstructions de la source étendue plane (2D) circulaire avec inserts circulaires, ont été calculées par la méthode de reconstruction OSEM, avec les sept géométries étudiées. Cette méthode a été arrêtée après 20 itérations.

La qualité des reconstructions est évaluée par une comparaison des volumes reconstruits cumulés et de leurs profils diagonaux associés, entre toutes les géométries (Figure VI-135) et par le terme d'efficacité de reconstruction (Tableau VI-50).

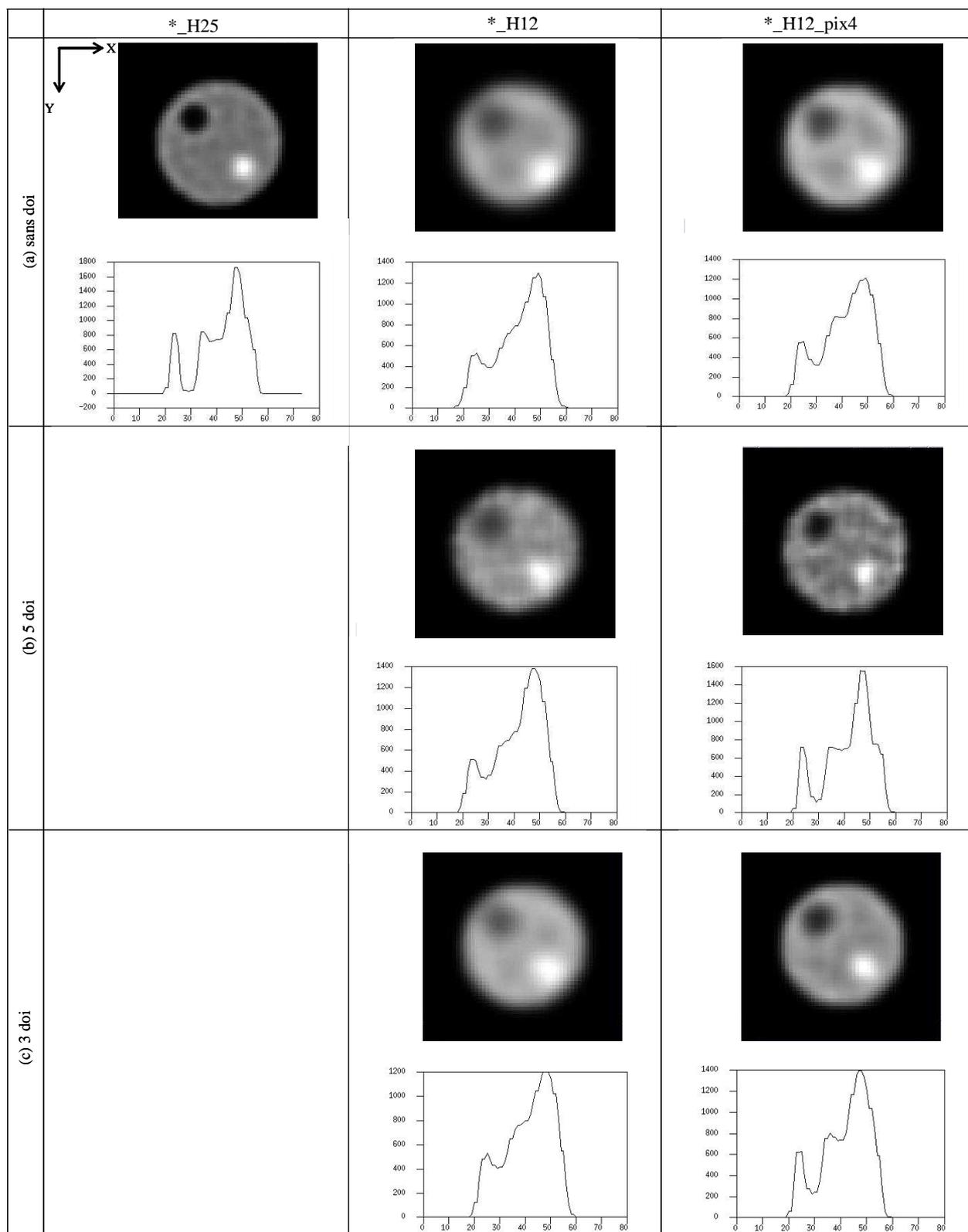


Figure VI-135 : Les volumes reconstruits cumulés et les profils diagonaux associés de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires, des sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_3doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi	*_H12_pix4_3doi
Activité (MBq)	10,08	9,95	10,03	9,988	9,90	9,99	10,006
Efficacité de reconstruction	1,008	0,995	1,003	0,998	0,990	0,999	1,000

Tableau VI-50 : Efficacité de reconstruction du volume reconstruit cumulé de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires de 10 MBq par la méthode de reconstruction OSEM et pour les sept géométries simulées.

Comme attendu suite à l'étude de l'unique source ponctuelle, les efficacités de reconstruction de la méthode OSEM pour les sept géométries simulées par SINDBAD sont très proches de 1.

La comparaison des volumes reconstruits cumulés et des profils diagonaux associés (Figure VI-135) obtenus avec :

- la géométrie *_H12 permet de mettre en évidence une petite amélioration de la résolution spatiale par pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur ;
- la géométrie *_H12_5doi permet de mettre en évidence une petite amélioration de la résolution spatiale par la segmentation du détecteur en 5 sous-couches, et *_H12_pix4_5doi une amélioration sensible de la résolution spatiale grâce à la pixellisation du détecteur ;
- la géométrie *_H12_3doi ne permet pas une amélioration de la résolution spatiale par la segmentation du détecteur en 3 sous-couches mais *_H12_pix4_3doi le permet grâce à la pixellisation du détecteur.

On remarque aussi que l'image 2D de la géométrie *_H12_pix4_5doi présente un contraste légèrement meilleur que celle de la géométrie *_H12_pix4_3doi (Tableau VI-51). Cependant l'image 2D *_H12_pix4_5doi est plus bruitée que l'image 2D *_H12_pix4_3doi (rapport signal sur bruit plus faible, Tableau VI-51), car les projections sont plus bruitées. Il y a donc un compromis entre le contraste et le rapport signal sur bruit des images. Ce compromis peut être évalué par la multiplication du contraste et du rapport signal sur bruit, dont la valeur doit être la plus élevée possible (Tableau VI-51).

Notons que les méthodes régularisées telles que OSEM-MRP peuvent permettre de rendre l'image 2D *_H12_pix4_5doi plus « lisse ». Elles n'ont cependant pas été appliquées ici.

	VRC_H12_pix4_5doi	VRC_H12_pix4_3doi
contraste	0,79	0,72
RSB	8,43	16,54
contraste x RSB	6,66	11,91

Tableau VI-51 : Contraste et rapport signal sur bruit (RSB) des volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi.

Afin de comprendre les différences de résolution spatiale entre la géométrie *_H12_5doi et *_H12_3doi, la reconstruction avec la géométrie *_H12_5doi a été réalisée avec le volume de reconstruction « volume_162 » (Tableau VI-34). Dans ce cas, les voxels objets reconstruits ont un pas de 0,5 mm, du même ordre de grandeur que les différences de localisation spatiale de chaque sous-couche détecteur (Tableau VI-32). Nous cherchons ainsi à savoir s'il est important que ces deux paramètres soient du même ordre de grandeur. Les volumes reconstruits cumulés « volume_54 » et « volume_162 », ainsi que les profils diagonaux

associés sont présentés sur la Figure VI-136. La reconstruction avec le volume « volume_162 » prend beaucoup plus de temps en calcul, et a été arrêtée après 8 itérations. On constate que ces reconstructions sont équivalentes. Aucune précision sur la localisation des sources n'est apportée par une discrétisation plus fine du volume de reconstruction, en gardant le même échantillonnage des voxels détecteurs. Les reconstructions avec le volume « volume_162 » ne sont donc pas utilisées.

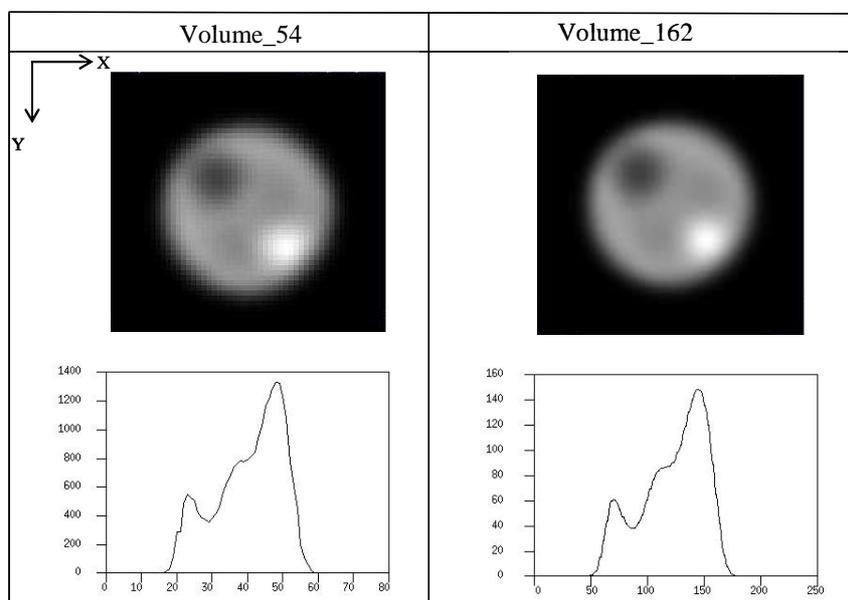


Figure VI-136 : Les volumes reconstruits cumulés et les profils diagonaux associés par la méthode de reconstruction OSEM, après 8 itérations, avec le volume de reconstruction « volume_54 » et « volume_162 », pour la géométrie *_H25_5doi.

c) Synthèse de l'étude avec la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

En réalité, pour juger de l'apport de l'architecture HiSens, il faut **comparer** la **projection** obtenue avec la géométrie *_H25 aux **volumes reconstruits cumulés** des géométries *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi. La comparaison des images est présentée sur la Figure VI-137 et les profils normalisés superposés sur la Figure VI-138. Une étude du contraste et du rapport signal sur bruit de ces images est également reportée dans le Tableau VI-52.

Ainsi la géométrie *_H12_pix4_3doi permet d'avoir le meilleur compromis entre une image plus lisse (moins bruitée) et équivalente à la projection *_H25.

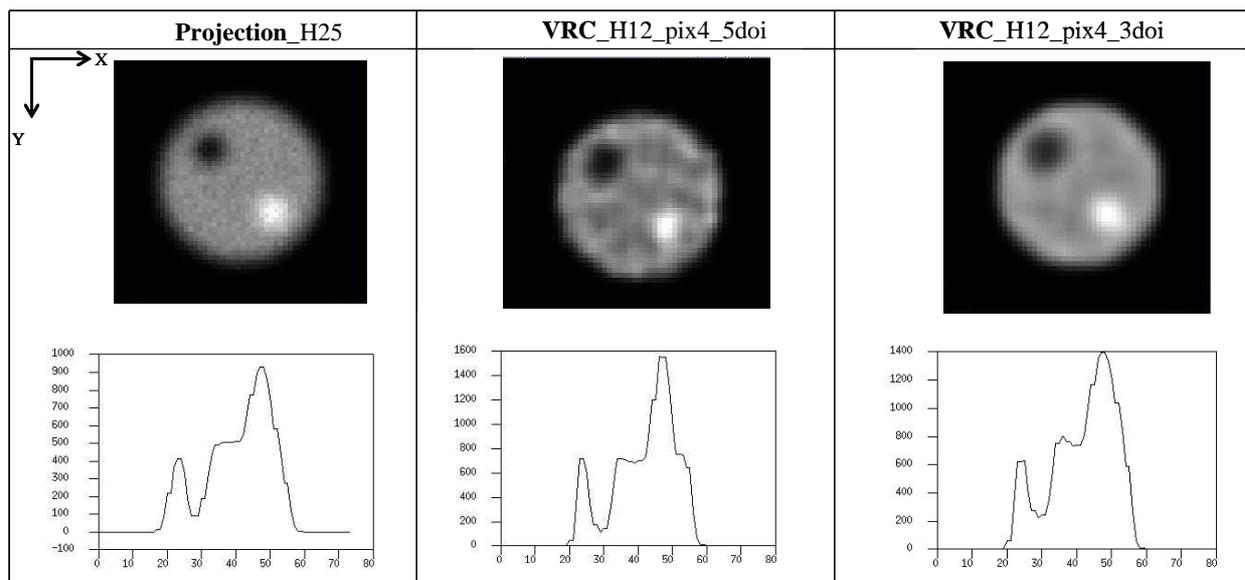


Figure VI-137 : Comparaison entre la projection *_H25, et les volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi, avec les profils associés.

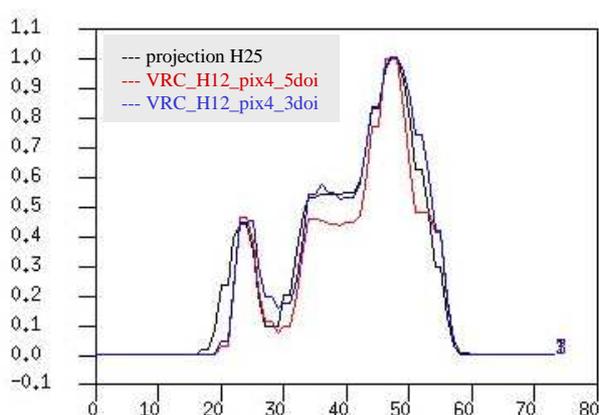


Figure VI-138 : Superposition des profils normalisés de la projection *_H25 (en noir) et des volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi (en rouge) et *_H12_pix4_3doi (en bleu).

	Projection_H25	VRC_H12_pix4_5doi	VRC_H12_pix4_3doi
contraste	0,82	0,79	0,72
RSB	17,90	8,43	16,54
contraste x RSB	14,68	6,66	11,91

Tableau VI-52 : Contraste et rapport signal sur bruit (RSB) de la projection *_H25 et des volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi.

Cette **comparaison** doit être complétée avec l'image d'une **gamma caméra d'Anger**. Pour cela, le collimateur colli_H25 a été placé devant un détecteur scintillateur NaI(Tl) de 9,525 mm d'épaisseur et de résolution spatiale intrinsèque de 3 mm. La comparaison se réalise alors entre les projections *_NaI_H25 et *_CdZnTe_H25 et le volume reconstruit cumulé *_H12_pix4_3doi (Figure VI-139 et Figure VI-140). Une étude du contraste et du rapport signal sur bruit de ces images a également été reportée dans le Tableau VI-53.

Ainsi la géométrie *_H12_pix4_3doi permet d'avoir une qualité d'image quasi-équivalente à celle de la caméra d'Anger. Notons également qu'en présence de milieu diffusant, l'image de la gamma caméra d'Anger se détériore, en terme de contraste, car la résolution en énergie est de l'ordre de 10% pour la caméra d'Anger, contre 3% pour la caméra HiSens.

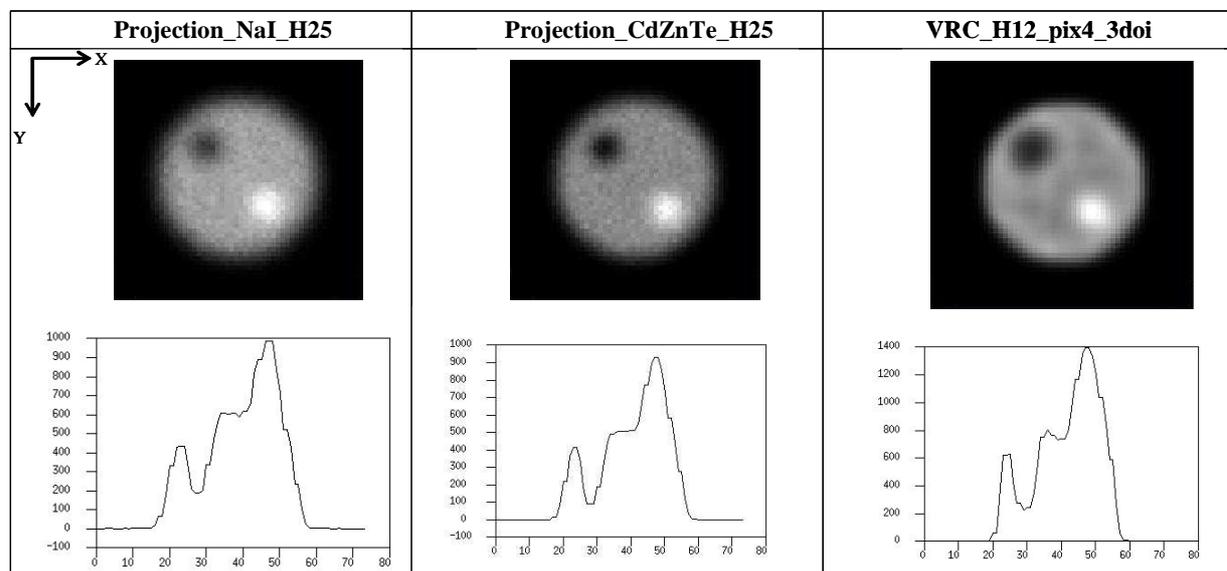


Figure VI-139 : Comparaison entre la projection *_NaI_H25, la projection *_CdZnTe_H25 et le volume reconstruit cumulé *_H12_pix4_3doi, avec les profils associés.

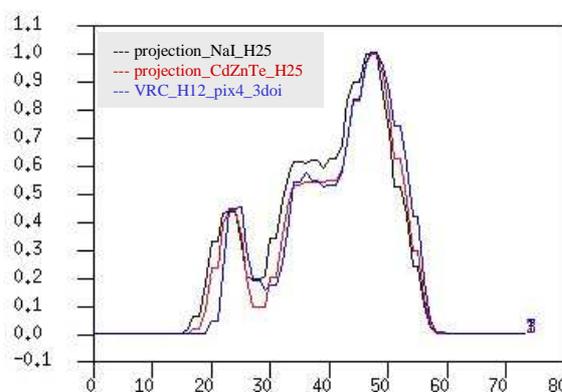


Figure VI-140 : Superposition des profils normalisés de la projection *_NaI_H25 (en noir) et *_CdZnTe_H25 (en rouge) et du volume reconstruit cumulé *_H12_pix4_3doi (en bleu).

	Projection_NaI_H25	Projection_CdZnTe_H25	VRC_H12_pix4_3doi
contraste	0,68	0,82	0,72
RSB	21,80	17,90	16,54
contraste x RSB	14,82	14,68	11,91

Tableau VI-53 : Contraste et rapport signal sur bruit (RSB) des projections *_NaI_H25 et *_CdZnTe_H25 et du volume reconstruit cumulé *_H12_pix4_3doi.

d) Conclusion

Avec une source plane, l'architecture HiSens permet de gagner un facteur 5 sur l'efficacité tout en maintenant une bonne résolution spatiale de l'image 2D, par rapport à la gamma caméra d'Anger, grâce à l'information de profondeur d'interaction et à la pixellisation du détecteur CdZnTe.

I.B.4 Une source thyroïde (3D)

Pour évaluer les performances de l'architecture HiSens dans une configuration plus réaliste, une **source volumique** thyroïdienne, de 18 mm d'épaisseur, a été étudiée. Cette source a été modélisée suivant le fantôme de thyroïde que nous disposons au sein du laboratoire (voir I.A.1a).

a) Etude des projections SINDBAD de la source thyroïde (3D)

Les projections ont été évaluées pour les cinq géométries du Tableau VI-36 et les deux géométries du Tableau VI-37, avec la source thyroïde (3D) de 10 MBq. Ces projections ont été acquises avec un temps environ 5 fois plus petit pour les géométries *_H12* que pour *_H25*, afin d'avoir un nombre de coups équivalent sur les projections. Ces projections ont été bruitées par un bruit poissonnien.

Les projections *_H25 *_H12 et *_H12_pix4 sont présentés sur la Figure VI-141. L'étude des projections de la source étendue montre que le collimateur *_H12 permet un gain en efficacité d'un facteur environ 5 par rapport au collimateur *_H25 (Tableau VI-54), au détriment d'une perte en résolution spatiale. Les projections avec le détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et en 3 sous-couches équiprobables ne sont pas présentées et l'analyse de la répartition des photons dans ces sous-couches n'est pas donnée car elle est analogue à celle réalisée avec la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires.

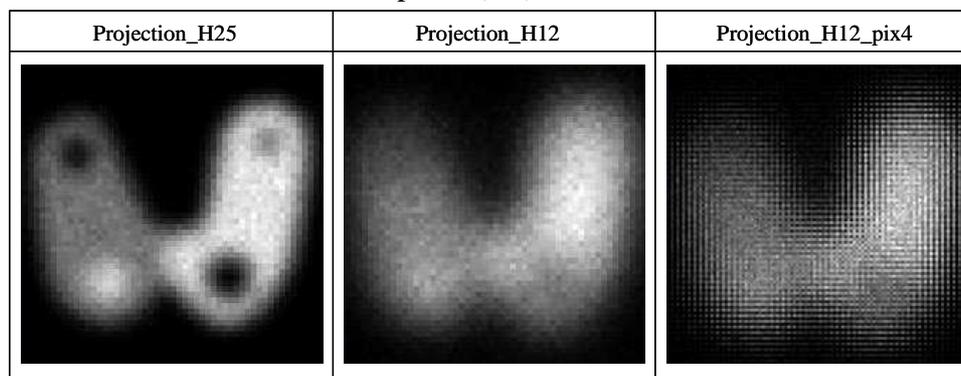


Figure VI-141 : Les projections de la source thyroïde (3D) de 10 MBq (placée à 100 mm du collimateur) pour les géométries *_H25, *_H12 et *_H12_pix4. Projections à nombre de coups équivalent.

	*_H25	*_H12	*_H12_pix4
Efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	103,9	548,7	546,1

Tableau VI-54 : Efficacité pour les géométries *_H25 *_H12 et *_H12_pix4.

b) Etude du volume reconstruit de la source thyroïde (3D)

Les reconstructions de la source étendue thyroïde (3D) ont été effectuées par la méthode de reconstruction **OSEM**, avec les sept géométries étudiées. Cette méthode a été arrêtée après 20 itérations. La qualité des reconstructions est évaluée par une comparaison des volumes reconstruits cumulés entre toutes les géométries (Figure VI-142).

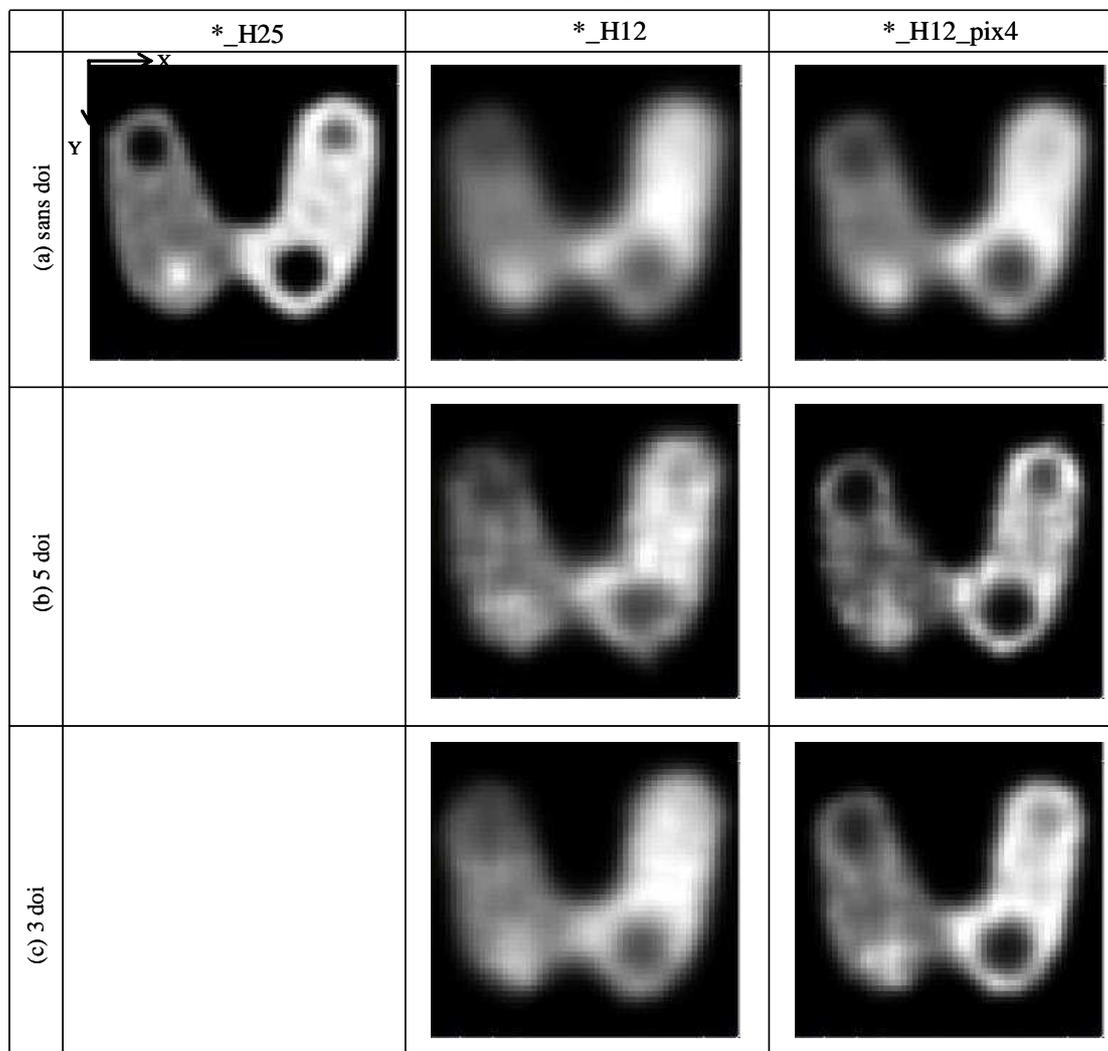


Figure VI-142 : Les volumes reconstruits cumulés de la source thyroïde (3D) avec la reconstruction **OSEM**, et pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

On constate que les reconstructions (volumes reconstruits cumulés) de la source thyroïde de 18 mm d'épaisseur sont bruitées et peu résolues, notamment avec l'insert froid de 6 mm de diamètre et l'insert chaud de 11 mm de diamètre difficilement discernables.

Une solution pour limiter le bruit sur l'image reconstruite est d'utiliser les méthodes de régularisation. Les reconstructions de la source étendue thyroïde (3D) ont donc été effectuées par la méthode de reconstruction régularisée **OSEM-MRP**, avec les sept géométries étudiées. Cette méthode régularisée a été arrêtée après 20 itérations. La qualité des reconstructions est évaluée par une comparaison des volumes reconstruits cumulés entre toutes les géométries (Figure VI-143).

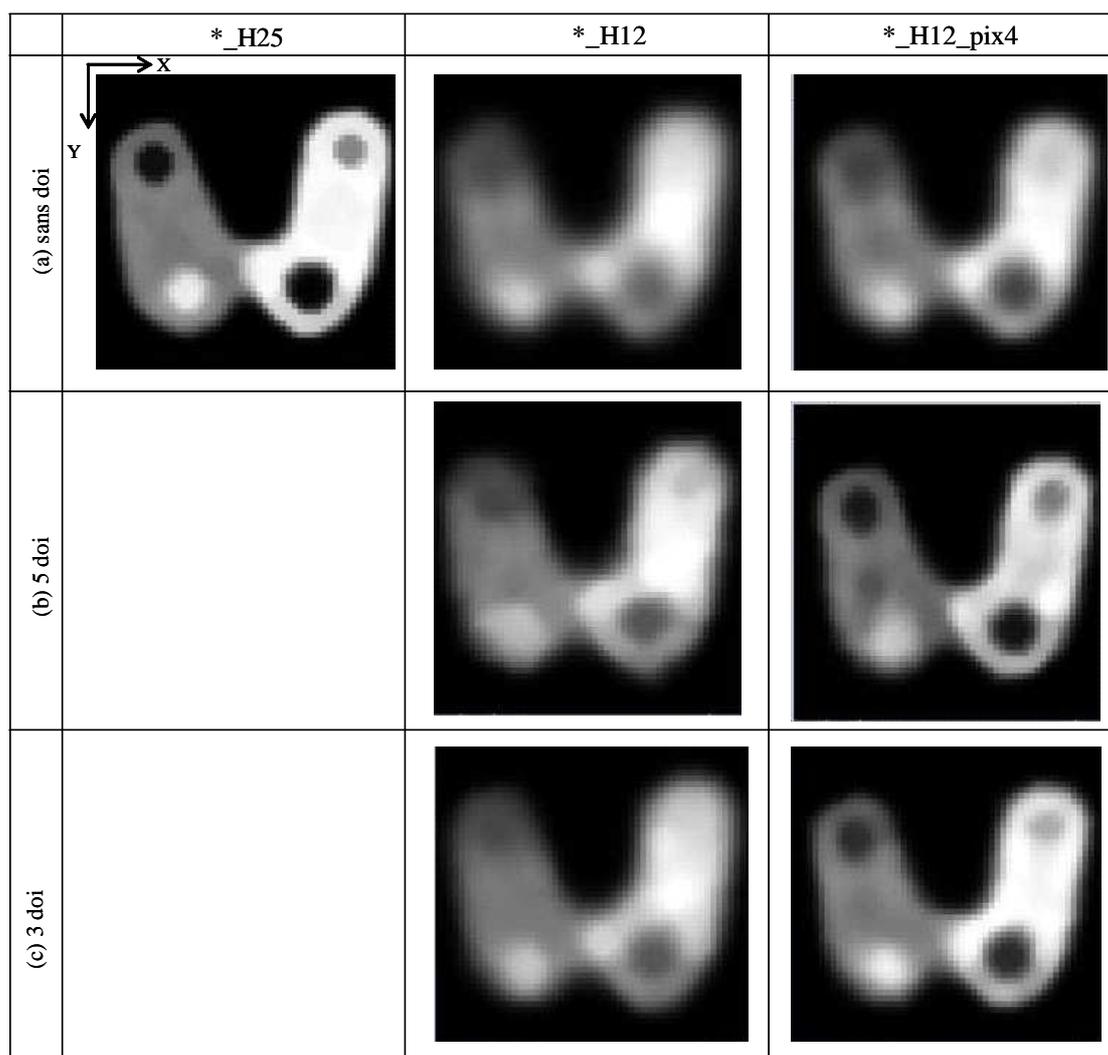


Figure VI-143 : Les volumes reconstruits cumulés de la source thyroïde (3D) avec la reconstruction **OSEM-MRP**, et pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

On constate que les reconstructions régularisées par OSEM-MRP (volumes reconstruits cumulés) de la source thyroïde de 18 mm d'épaisseur sont moins bruitées et mieux résolues qu'avec celles obtenues par OSEM : l'insert froid de 6 mm de diamètre et l'insert chaud de 11 mm de diamètre sont désormais mieux discernables.

c) Synthèse de l'étude avec la source thyroïde (3D)

En réalité, pour juger de l'apport de l'architecture HiSens, il faut **comparer** la **projection** obtenue avec la géométrie *_H25 aux **volumes reconstruits cumulés** des géométries *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi. La comparaison des images est présentée sur la Figure VI-144 et l'étude du contraste et du rapport signal sur bruit de ces images est reportée dans le Tableau VI-55.

Ainsi la géométrie *_H12_pix4_3doi permet d'avoir le meilleur compromis contraste - rapport signal sur bruit par rapport à la projection *_H25.

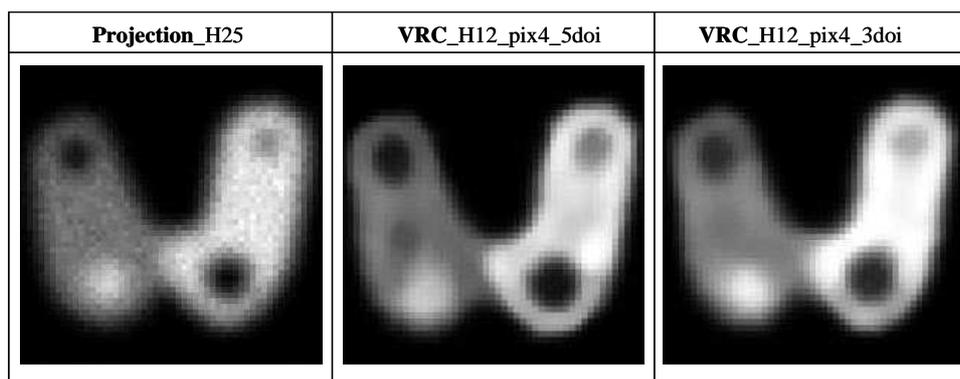


Figure VI-144 : Comparaison entre la projection *_H25, et les volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi, avec les profils associés.

	Projection_H25	VRC_H12_pix4_5doi	VRC_H12_pix4_3doi
contraste	22,0	9,3	27,4
RSB	0,90	0,83	0,72
contraste x RSB	19,8	7,7	19,7

Tableau VI-55 : Contraste et rapport signal sur bruit (RSB) de la projection *_H25 et des volumes reconstruits cumulés *_H12_pix4_5doi et *_H12_pix4_3doi.

d) Conclusion

Même si l'étude avec la source volumique thyroïdienne (source correspondant à un cas réaliste) doit être approfondie et poursuivie, les volumes reconstruits cumulés (2D) montre que l'architecture HiSens permet de gagner un facteur 5 sur l'efficacité tout en améliorant la résolution spatiale de l'image 2D, grâce à l'information de profondeur d'interaction et à la pixellisation du détecteur CdZnTe, et par l'utilisation de la méthode de reconstruction régularisée OSEM-MRP.

Tous ces résultats ont été obtenus intégralement par simulation SINDBAD. Comme nous l'avons évoqué lors du chapitre V, il est désormais nécessaire d'évaluer les projections avec un logiciel de simulation autre que celui utilisé pour le calcul de la matrice R (SINDBAD). Nous allons donc étudier HiSens à l'aide du logiciel PENELOPE, couplé à TASMANIA.

I.C Résultats avec les projections simulées par PENELOPE et TASMANIA

L'architecture HiSens est évaluée avec les projections simulées par PENELOPE-TASMANIA, et avec les matrices calculées par SINDBAD. Les sept mêmes géométries que précédemment ont été étudiées, et rappelés dans le Tableau VI-56.

PENELOPE, couplé à TASMANIA, permet de modéliser la physique de détection du détecteur. Les détecteurs ainsi modélisés, sont des **détecteurs CdZnTe monolithiques pixellisés**, avec :

- des **pas de 1,5 mm** et des pixels de 1,3 mm (interpixel de 0,2 mm) et une tension appliquée entre les électrodes est de 700 V ;
- des **pas de 0,75 mm** et des pixels de 0,65 mm (interpixel de 0,1 mm) et une tension appliquée entre les électrodes est de 1000 V.

La source utilisée est la source étendue plane (2D) circulaire avec inserts circulaires. Cette source présente une activité de 10 MBq lorsqu'elle est utilisée avec la géométrie *_H25 et de 2 MBq lorsqu'elle est utilisée avec les géométries *_H12*. Le temps d'acquisition des projections est de 6 minutes pour toutes les géométries, afin d'avoir un nombre de coups équivalent dans toutes les projections.

Dénomination	Collimateur	Décteur		Volume reconstruit
		Pas des pixels (mm)	Nb de sous-couches	
*_H25	colli_H25 matching 1:1	1,5	1	
*_H12	colli_H12		1	
*_H12_3doi	matching 1:1	1,5	3	volume_54 (pas 1,5 mm)
*_H12_5doi			5	
*_H12_pix4	colli_H12		1	
*_H12_pix4_3doi	matching 1:2	0,75	3	
*_H12_pix4_5doi			5	

Tableau VI-56: Les sept géométries étudiées par PENELOPE-TASMANIA.

I.C.1 Etude des projections PENELOPE de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

Les projections sont tout d'abord évaluées pour les géométries *_H25, *_H12, et *_H12_pix4. Elles sont présentées sur la Figure VI-145 et l'efficacité de ces géométries est donnée dans le Tableau VI-57.

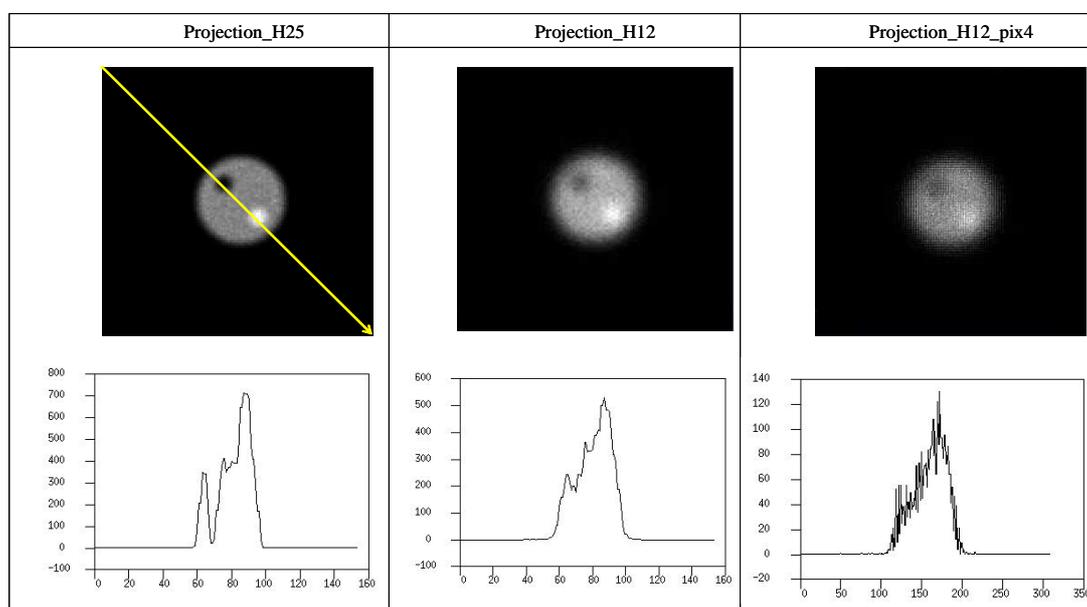


Figure VI-145 : Les projections (en haut) et les profils diagonaux associés (en bas) de la source (2D) circulaire avec inserts circulaires (placée à 100 mm du collimateur) de 10 MBq pour la géométrie *_H25 et de 2 MBq pour les géométries *_H12 et *_H12_pix4. Projections à nombre de coups équivalent.

Les projections avec le détecteur segmenté en 5 sous-couches (*_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi) sont présentées sur la Figure VI-146, et les profils diagonaux de chaque sous-couche sur la Figure VI-147.

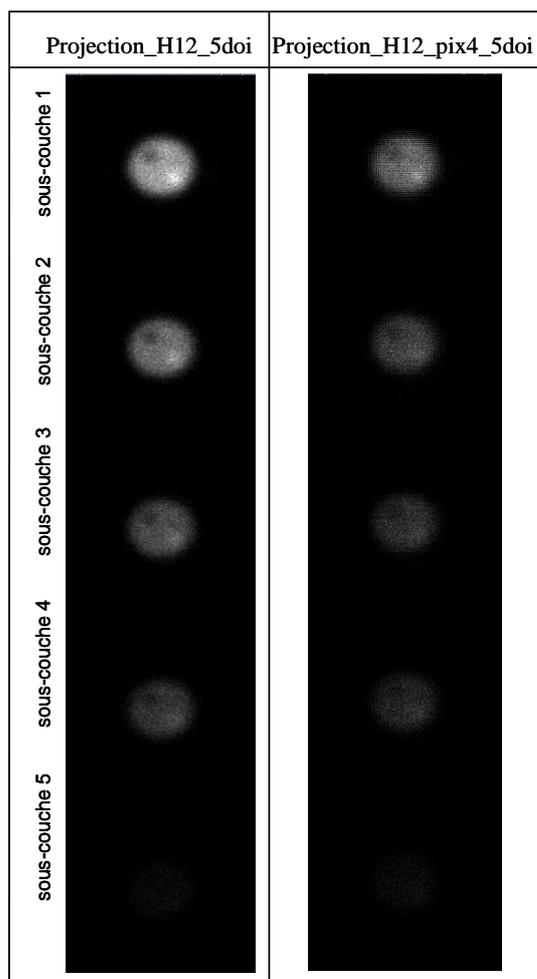


Figure VI-146 : Les projections dans les 5 sous-couches de la source (2D) circulaire avec inserts circulaires de 2 MBq pour la géométrie *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

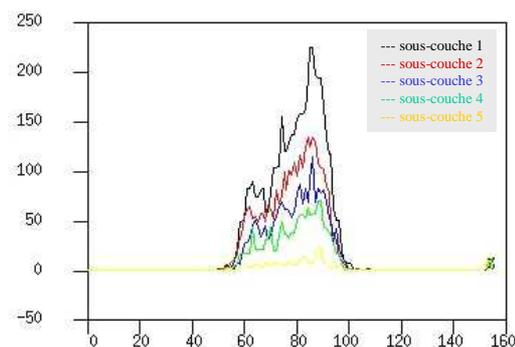


Figure VI-147 : Les profils diagonaux des 5 sous-couches associés aux projections de la Figure VI-146 pour la géométrie *_H12_5doi.

	*_H25	*_H12	*_H12_pix4
Efficacité (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	95,9	458,0	362,5

Tableau VI-57 : Efficacité pour les géométries *_H25 *_H12 et *_H12_pix4.

		*_H12	*_H12_pix4
répartition des photons (%)	sous-couche 1	39,4	39,5
	sous-couche 2	26,8	24,2
	sous-couche 3	18,3	17,6
	sous-couche 4	13,0	14,2
	sous-couche 5	2,5	4,5

Tableau VI-58 : Répartition des photons dans les 5 sous-couches du détecteur pour la géométrie *_H12_5doi et *_H12_pix4_5doi.

On constate que l'efficacité des géométries *_H25 et *_H12 évaluée par PENELOPE, couplé à TASMANIA est inférieure à celle évaluée par SINDBAD (Tableau VI-59). De plus, la proportion du nombre de photons dans les 5 sous-couches (Tableau VI-58) montre que la dernière sous-couche (proche de l'anode) renferme un nombre limité d'informations par rapport à celle simulée par SINDBAD. Les raisons ont été données dans le chapitre V, lors de l'étude comparative entre SINDBAD et PENELOPE : les phénomènes de partage de charges, et l'utilisation d'une fenêtre d'énergie à largeur proportionnelle (7%), pris en compte par TASMANIA, diminuent l'efficacité de détection.

De plus, les efficacités des géométries *_H12 et *_H12_pix4 ne sont pas identiques. Le détecteur pixellisé avec un pas plus petit diminue l'efficacité de détection à hauteur de 20%, car le partage de charges est d'autant plus important, même si la tension appliquée aux bornes du détecteur a été augmentée afin de limiter au maximum cet effet. Ce partage de charges entre les anodes dégrade la résolution en énergie du détecteur, et l'efficacité du détecteur.

Notons également que le partage de charges entre les pixels dépend, en plus de la géométrie du détecteur (pas du pixel, taille du pixel et épaisseur du pixel), de l'état de surface

de la face anodique du détecteur CdZnTe [Gros d'Aillon, 2005]. Ce dernier paramètre n'est pas pris en compte dans les simulations.

On constate également que la dernière sous-couche (proche de l'anode) de la géométrie *_H12_pix4_5doi (4,5%) renferme un nombre de photons plus important que la géométrie *_H12_5doi (2,5%). En effet, l'amplitude du signal d'un photon interagissant proche de l'anode est plus importante pour la géométrie *_H12_pix4_5doi que la géométrie *_H12_5doi, elle est donc statistiquement supérieure au seuil de l'électronique : les signaux issus d'une interaction proche de l'anode sont moins perdus.

	*_H25	*_H12	*_H12_pix4
Efficacité SINDBAD (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	103,1	553,4	554,5
Efficacité PENELOPE-TASMANIA (coups.s ⁻¹ .MBq ⁻¹)	95,9	458,0	362,5
Perte d'efficacité (%)	7,02	17,24	34,6

Tableau VI-59 : Efficacité par SINDBAD et PENELOPE-TASMANIA, et évaluation de la perte d'efficacité (%) entre les deux, pour les géométries *_H25 *_H12 et *_H12_pix4.

La perte d'efficacité des géométries évaluées par PENELOPE-TASMANIA, a deux conséquences :

- le **gain en efficacité** de la géométrie *_H12_pix4 par rapport à celle *_H25 n'est plus d'environ 5 mais autour de **4,0**.
- cette perte d'efficacité n'est **pas modélisée par SINDBAD**, donc elle n'est pas prise en compte dans la matrice R. Cela signifie que lors des reconstructions d'images, nous allons chercher à comparer des images simulées (par PENELOPE) et des images estimées (à partir de la matrice R, donc par SINDBAD) différentes. Un écart important entre les images simulées et les images estimées peut rendre impossible la convergence des reconstructions.

Une solution est de prendre en compte approximativement cette perte d'efficacité (globale et proche de l'anode) dans la matrice R. Une solution plus satisfaisante serait d'évaluer la matrice R avec le logiciel PENELOPE et TASMANIA.

De plus, afin de limiter l'influence de la dernière sous-couche très bruitée, car il y a très peu de photons, le détecteur est segmenté en 3 sous-couches équiprobables. Les projections évaluées et les profils associés à chaque sous-couche sont présentés respectivement sur les Figure VI-148 et Figure VI-149. La répartition des photons dans chaque sous-couche est présentée dans le Tableau VI-60 : chaque sous-couche renferme approximativement 33% des photons.

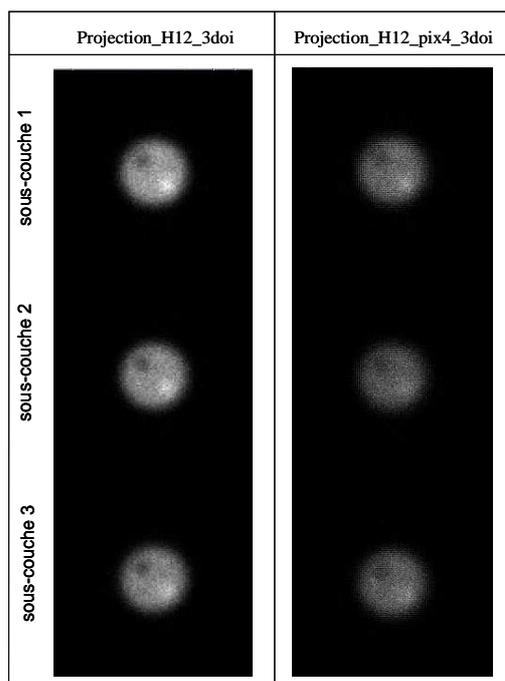


Figure VI-148 : Les projections dans les 3 sous-couches équiprobables de la source (2D) circulaire avec inserts circulaires de 2 MBq, pour les géométries *_H12_3doi et *_H12_pix4_3doi.

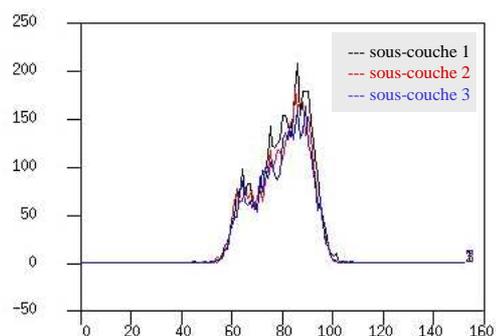


Figure VI-149 : Les profils diagonaux des 3 sous-couches associés aux projections de la Figure VI-148 pour la géométrie *_H12_3doi.

		*_H12_3doi	*_H12_pix4_3doi
répartition des photons (%)	sous-couche 1	36,6	37,2
	sous-couche 2	32,9	29,8
	sous-couche 3	30,5	33,0

Tableau VI-60 : Répartition des photons dans les 3 sous-couches équiprobables du détecteur pour les géométries *_H12_3doi et *_H12_pix4_3doi.

I.C.2 Étude du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires

Les reconstructions de la source étendue plane (2D) circulaire avec inserts circulaires ont été calculées par la méthode de reconstruction OSEM. Cette méthode a été arrêtée après 20 itérations. La qualité des reconstructions est évaluée par une comparaison des volumes reconstruits cumulés et de leurs profils diagonaux associés entre toutes les géométries (Figure VI-150) et par le terme d'efficacité de reconstruction (Tableau VI-61).

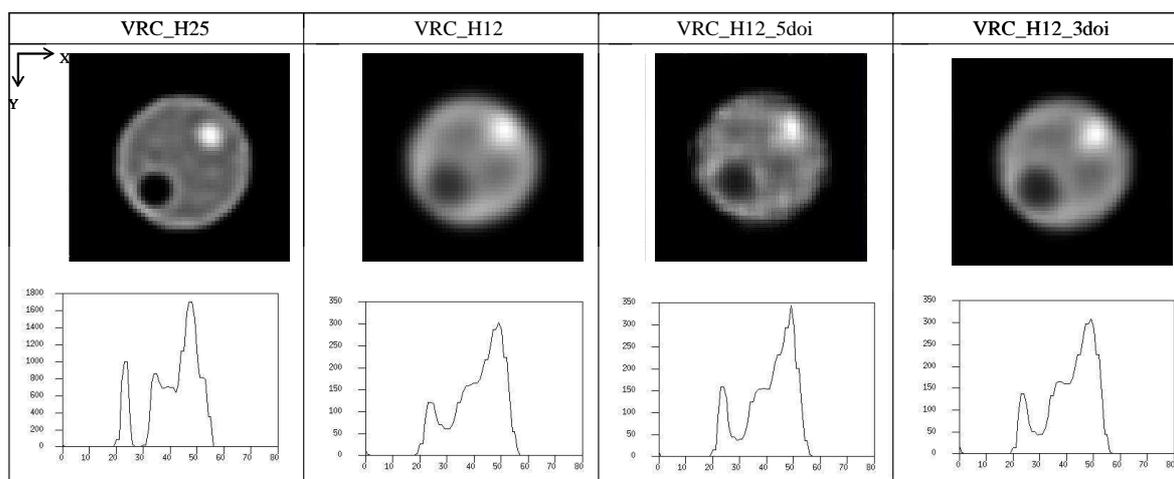


Figure VI-150 : Les volumes reconstruits cumulés et les profils diagonaux associés de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires, pour les quatre géométries simulées *_H25, *_H12 et *_H12_5doi et *_H12_3doi.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_3doi
Activité (MBq)	10,05	1,988	1,955	1,957
Efficacité de reconstruction	1,002	0,994	0,977	0,978

Tableau VI-61 : Efficacité de reconstruction du volume reconstruit de la source plane (2D) circulaire avec inserts circulaires par la méthode de reconstruction OSEM et pour les quatre géométries simulées par PENELOPE.

Pour les quatre géométries simulées, les efficacités de reconstruction de la méthode OSEM sont très proches de 1. L'adaptation approximative de la matrice R pour pallier le manque d'efficacité du détecteur par PENELOPE-TASMANIA est donc acceptable.

On constate que ces volumes reconstruits cumulés *_H12 et *_H12_5doi sont meilleurs lorsque les projections sont simulées par PENELOPE que par SINDBAD. En effet, les projections simulées par PENELOPE sont mieux résolues que celles simulées par SINDBAD (Figure VI-129 et Figure VI-145), ce qui se transcrit directement sur les images reconstruites.

De plus, on remarque que la géométrie *_H12_5doi offre une meilleure résolution spatiale que la géométrie *_H12_3doi. Cependant l'image 2D *_H12_5doi est plus bruitée que l'image 2D *_H12_3doi (Tableau VI-62), car les projections sont plus bruitées.

	VRC_H12_5doi	VRC_H12_3doi
RSB	8,32	10,8

Tableau VI-62 : Rapport signal sur bruit (RSB) dans une zone de 10 x 10 pixels du disque uniforme.

Cependant, la segmentation du détecteur en 3 sous-couches équiprobables n'est pas suffisante pour obtenir une qualité d'image identique à la géométrie *_H25. Suite aux résultats issus intégralement de SINDBAD, on s'attendrait à ce que la géométrie *_H12_pix4_3doi permette d'obtenir un volume reconstruit cumulé équivalent à celui de *_H25. Malheureusement, la reconstruction avec la géométrie *_H12_pix4_3doi ne fonctionne pas. Le volume reconstruit cumulé est une image floue et ininterprétable. Les différences entre les projections simulées par SINDBAD (Figure VI-129) et par PENELOPE (Figure VI-145) sont accrues avec la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur. Par conséquent, lors des reconstructions, l'image simulée par PENELOPE et l'image estimée par SINDBAD sont très différentes, rendant impossible la convergence du volume reconstruit. Il est nécessaire à ce niveau de calculer la matrice R à l'aide de PENELOPE et TASMANIA, afin de modéliser de manière réaliste la géométrie *_H12_pix4_3doi. Cette simulation n'a pas été réalisée par manque de temps.

La comparaison de la **projection** obtenue avec la géométrie *_H25 et du **volume reconstruit cumulé** obtenue avec la géométrie *_H12_3doi est présentée sur la Figure VI-151 et les profils normalisés superposés sur la Figure VI-152. On constate donc que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur avec la géométrie *_H12_3doi, n'est pas suffisante pour obtenir une image équivalente à la projection *_H25.

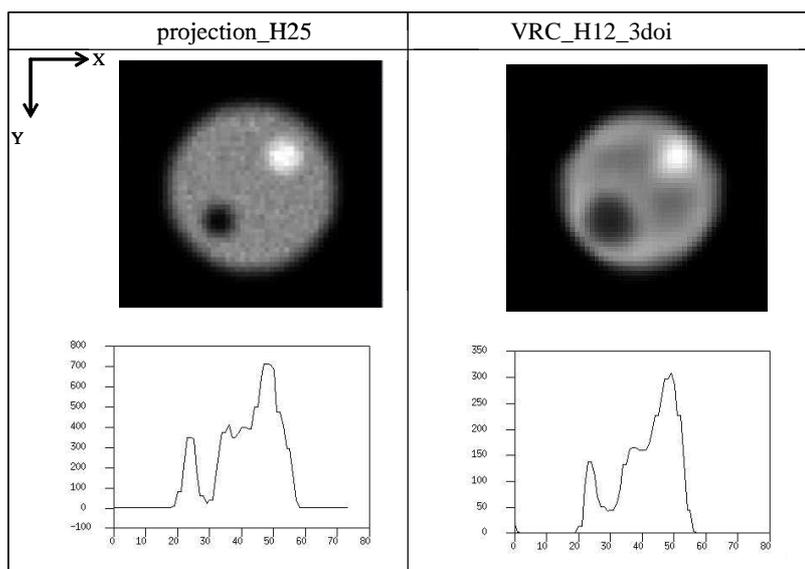


Figure VI-151 : Comparaison entre la projection *_H25 et le volume reconstruit cumulé *_H12_3doi, avec les profils associés.

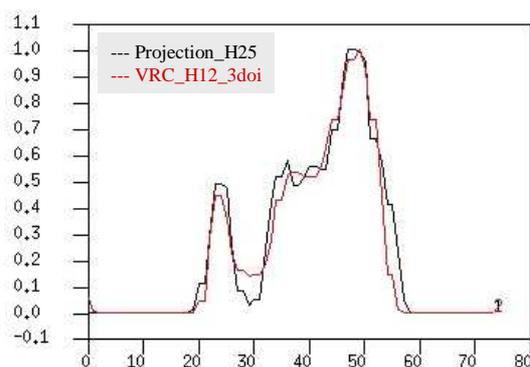


Figure VI-152 : Superposition des profils normalisés de la projection *_H25 (en noir) et du volume reconstruit cumulé *_H12_3doi (en rouge).

I.C.3 Conclusion

Avec PENELOPE et TASMANIA, nous avons montré que l'architecture HiSens (*_H12_3doi) permet de gagner un facteur 5 sur l'efficacité avec une résolution spatiale de l'image 2D presque équivalente à l'architecture type Anger (*_H25) grâce à l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur.

Pour poursuivre cette étude, il serait intéressant d'étudier la géométrie *_H12_pix4_3doi. Pour cela, il serait nécessaire de calculer la matrice R par PENELOPE. Cette géométrie devrait permettre d'améliorer la résolution spatiale des images, et probablement d'obtenir une image 2D équivalente voir meilleure que l'architecture type Anger (*_H25). De plus, l'étude de HiSens avec PENELOPE et TASMANIA doit être poursuivie avec une source plus réaliste, par exemple dans un premier temps avec la source volumique thyroïdienne.

II Etude de HiSens en acquisition tomographique

II.A Description des paramètres des simulations

L'architecture HiSens en acquisition tomographique a été évaluée avec les projections simulées par SINDBAD et avec les matrices calculées par SINDBAD. La source utilisée est un fantôme 3D. Il s'agit d'un cylindre de 70 mm de diamètre et de 64,5 mm de hauteur, avec quatre inserts froids sphériques, trois de 15 mm de diamètre et un de 20 mm de diamètre (Figure VI-153 et Figure VI-154). Le centre du fantôme est placé à 100 mm de l'entrée du collimateur. Cette source possède une activité totale de 10 MBq, avec une activité nulle dans les inserts froids.

Dans cette acquisition tomographique, le détecteur effectue une rotation autour de l'objet, selon l'axe Y : 60 rotations sur 360° sont réalisées, soit une tous les 6° . Les rotations de l'objet sont effectuées par la méthode « inverse mapping » avec une interpolation bilinéaire.

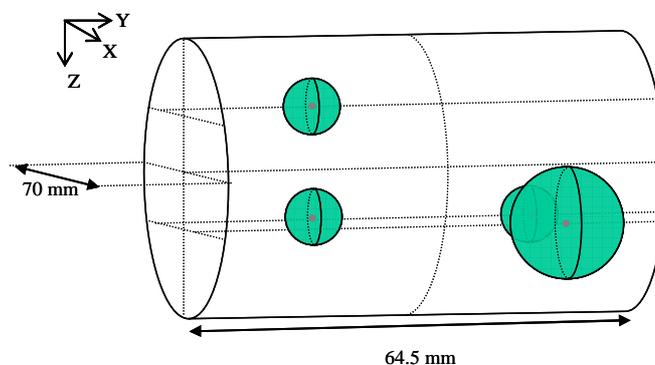


Figure VI-153 : Le fantôme 3D pour étudier l'architecture HiSens en acquisition tomographique.

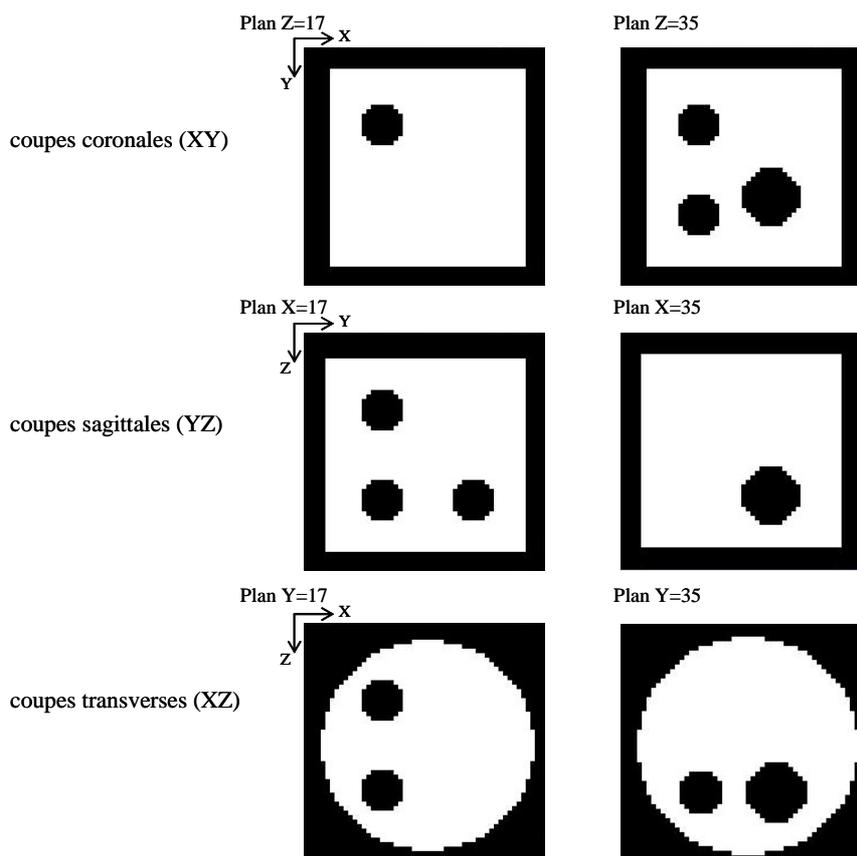


Figure VI-154 : Fantôme 3D en coupes coronales, sagittales et transverses dans les plans 17 et 35.

Les sept mêmes géométries qu'en acquisition planaire ont été étudiées, elles sont rappelées dans le Tableau VI-63. Pour ces géométries, les projections ont été évaluées par SINDBAD avec le fantôme de 10 MBq, et avec un temps d'acquisition environ 5 fois plus petit pour les géométries *_H12 que pour *_H25, afin d'avoir un nombre de coups équivalent sur les projections. Ces projections ont été bruitées par un bruit poissonnien.

Dénomination	Collimateur	DéTECTEUR		Volume reconstruit
		Pas des pixels (mm)	Nb de sous-couches	
*_H25	colli_H25 matching 1:1	1,5	1	
*_H12	colli_H12		1	
*_H12_5doi	matching 1:1	1,5	5	volume_54 (pas 1,5 mm)
*_H12_3doi			3	
*_H12_pix4	colli_H12		1	
*_H12_pix4_5doi	matching 1:2	0,75	5	
*_H12_pix4_3doi			3	

Tableau VI-63: Les sept géométries étudiées par SINDBAD, en acquisition tomographique.

II.B Résultats avec les projections simulées par SINDBAD

Les reconstructions du fantôme ont été réalisées par la méthode de reconstruction OSEM. Cette méthode a été arrêtée après 5 itérations. En mode tomographique, les sous-ensembles peuvent être choisis de différentes façons (voir chapitre IV). Dans notre cas, un

sous-ensemble correspond à une projection (image 2D) obtenue à une profondeur d'interaction et à un angle de vue. L'ordre de parcours des sous-ensembles a été réalisé sur la profondeur puis sur les angles de vue successifs, limitant ainsi le nombre de rotation, donc le nombre d'interpolation dans le volume reconstruit effectué par la méthode de rotation.

La qualité des reconstructions est tout d'abord évaluée par le terme d'efficacité de reconstruction (Tableau VI-64). On constate que les efficacités de reconstruction pour toutes les géométries simulées sont proches de 1.

	*_H25	*_H12	*_H12_5doi	*_H12_3doi	*_H12_pix4	*_H12_pix4_5doi	*_H12_pix4_3doi
Efficacité de reconstruction	1,000	0,998	1,002	0,997	0,999	0,997	1,001

Tableau VI-64 : Efficacité de reconstruction du volume reconstruit cumulé du fantôme de 10 MBq par la méthode de reconstruction OSEM et pour les sept géométries simulées par SINDBAD.

La qualité des reconstructions est ensuite évaluée par une étude comparative sur les sept géométries :

- comparaison des coupes **coronales** et de certains profils associés dans les plans $Z = 17$ et $Z = 35$ (Figure VI-155, Figure VI-156, et Figure VI-157) ;
- comparaison des coupes **transverses** et de certains profils associés dans les plans $Y = 17$ et $Y = 35$ (Figure VI-160, et Figure VI-161).

La superposition des différents profils, des coupes coronales et transverses, est présentée sur les Figure VI-158 et Figure VI-162, permettant de mettre en évidence le gain en résolution spatiale de la profondeur d'interaction et/ou de la pixellisation du détecteur (pour des raisons de clarté les profils de la géométrie *_H12_pix4_3doi ne sont pas présentés). Enfin, les profils des coupes coronales et transverses des géométries *_H25 et *_H12_pix4_5doi sont superposés au profil du fantôme original, sur les Figure VI-159 et Figure VI-163 respectivement.

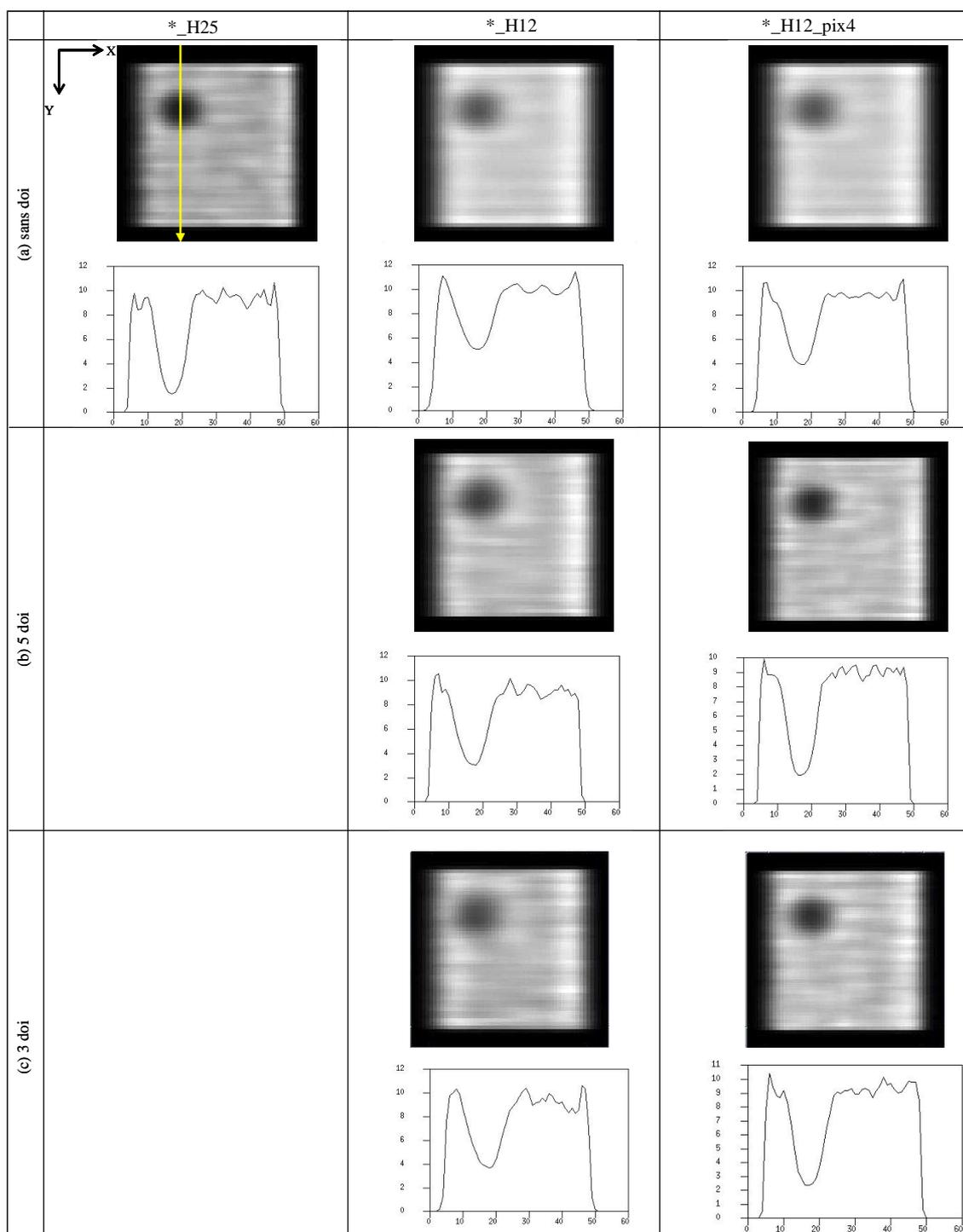
Les coupes coronales

Figure VI-155 : Les coupes **coronales** dans le plan $Z = 17$ et les profils **verticaux** associés du volume reconstruit pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

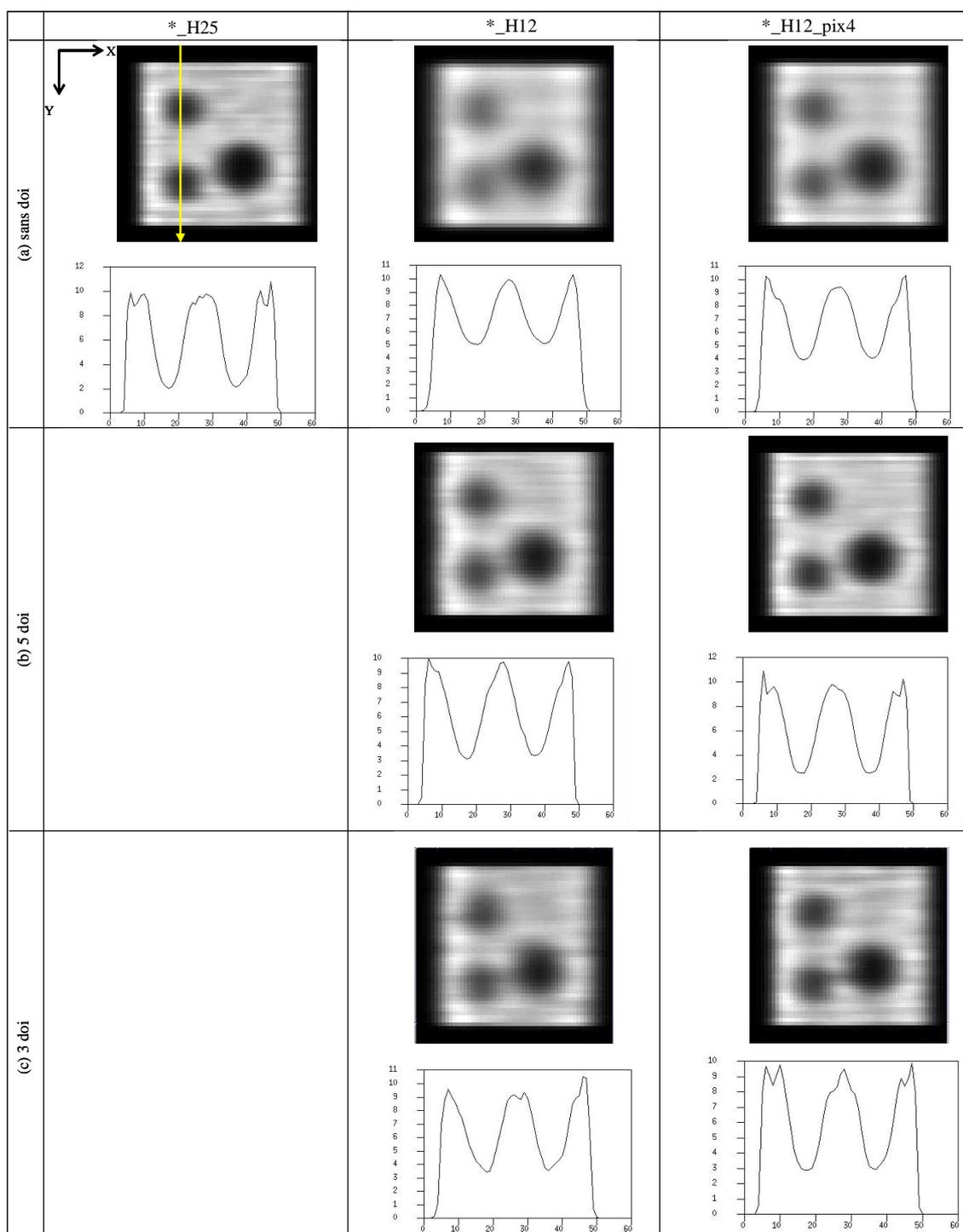


Figure VI-156 : Les coupes **coronales** dans le plan $Z = 35$ et les profils **verticaux** associés du volume reconstruit pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

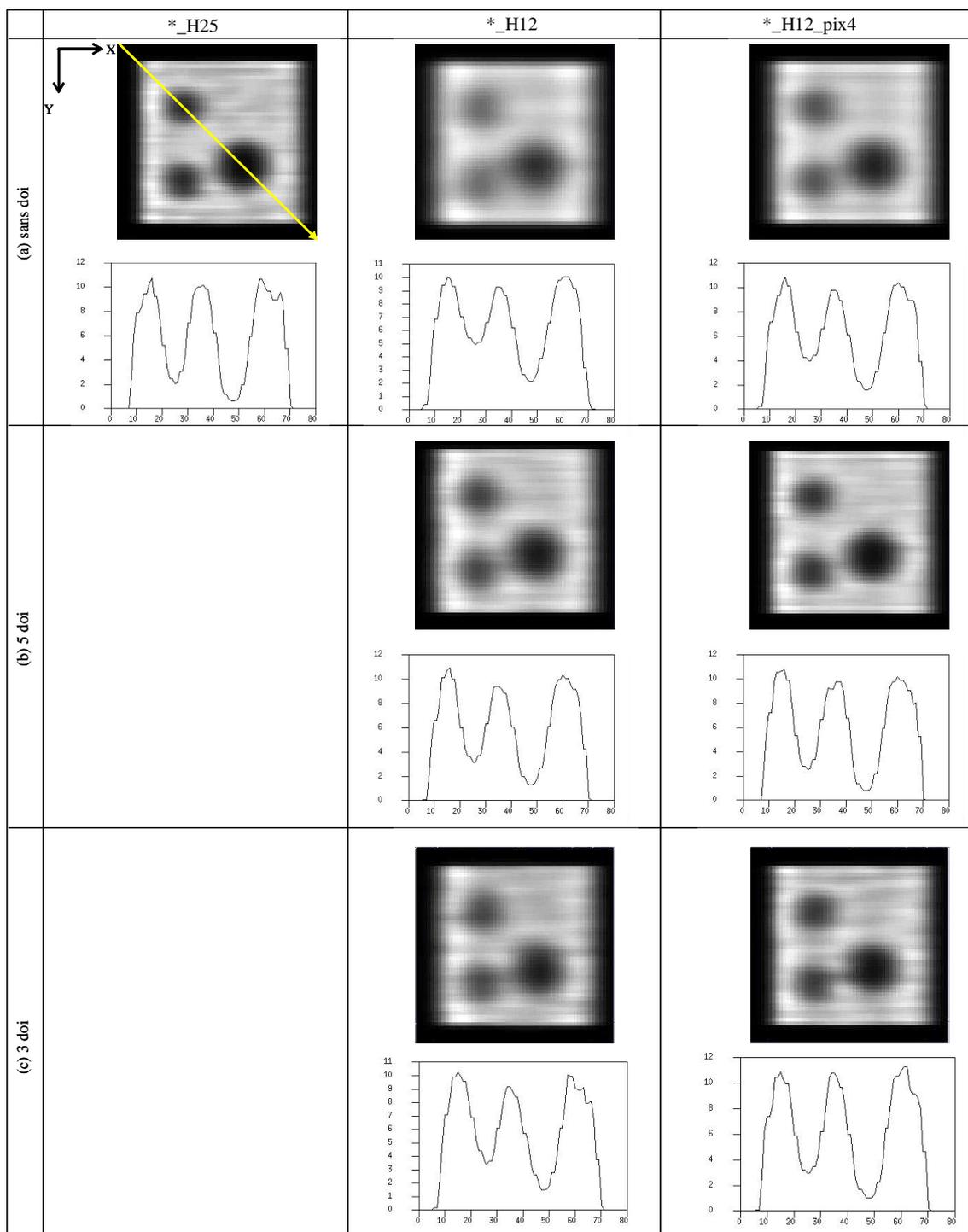


Figure VI-157 : Les coupes **coronales** dans le plan $Z = 35$ et les profils **diagonaux** associés du volume reconstruit pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

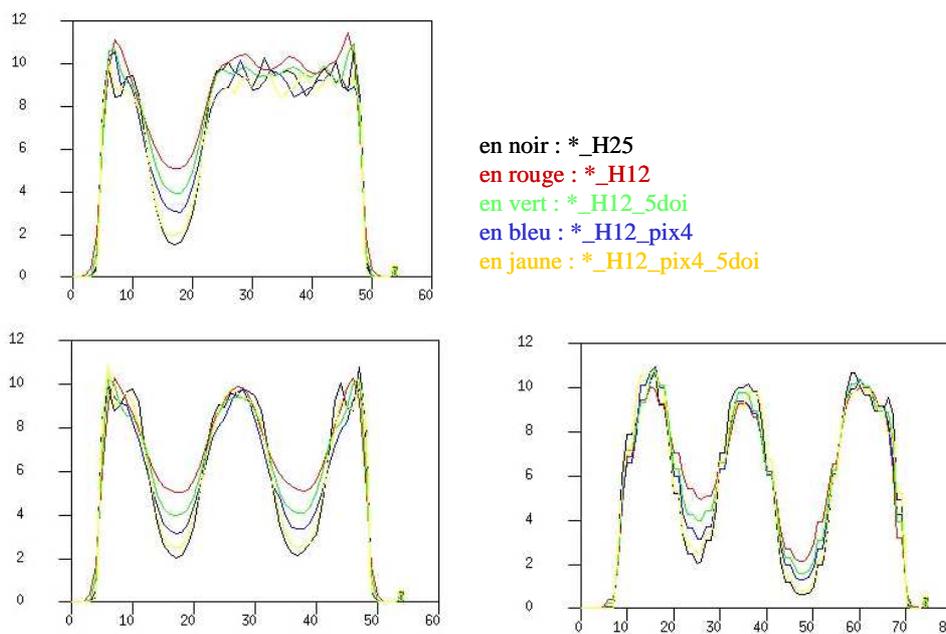


Figure VI-158 : Superposition des profils verticaux (à gauche) et diagonaux (à droite) des coupes **coronales** dans les plans Z=17 (en haut) et Z=35 (en bas) du volume reconstruit pour les cinq géométries simulées.

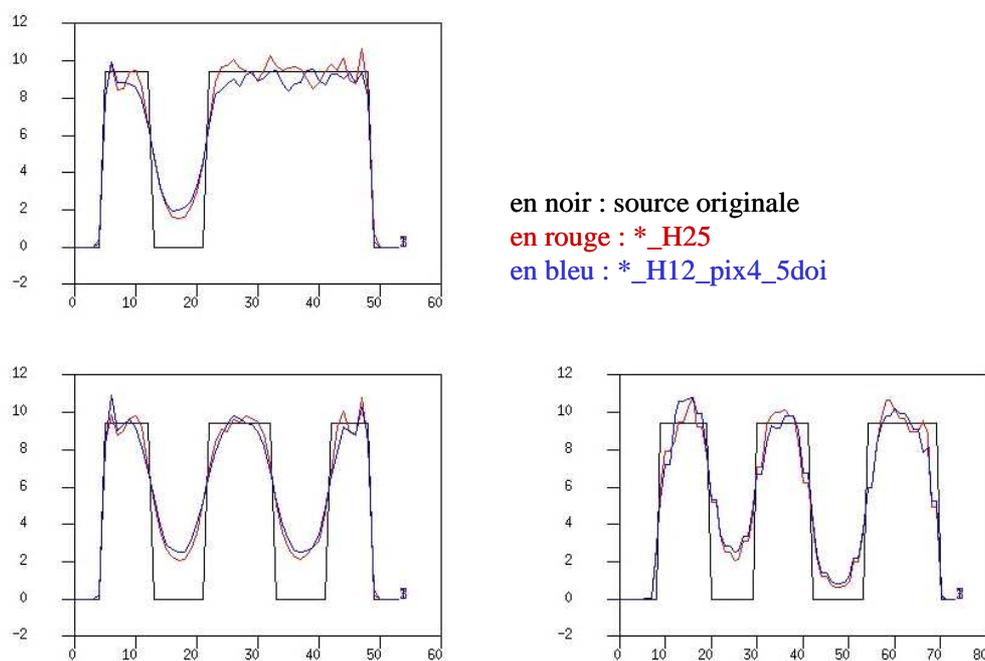


Figure VI-159 : Superposition des profils verticaux (à gauche) et diagonaux (à droite) des coupes **coronales** dans les plans Z=17 (en haut) et Z=35 (en bas) de la source originale et du volume reconstruit pour les géométries *_H25 et *_H12_pix4_5doi.

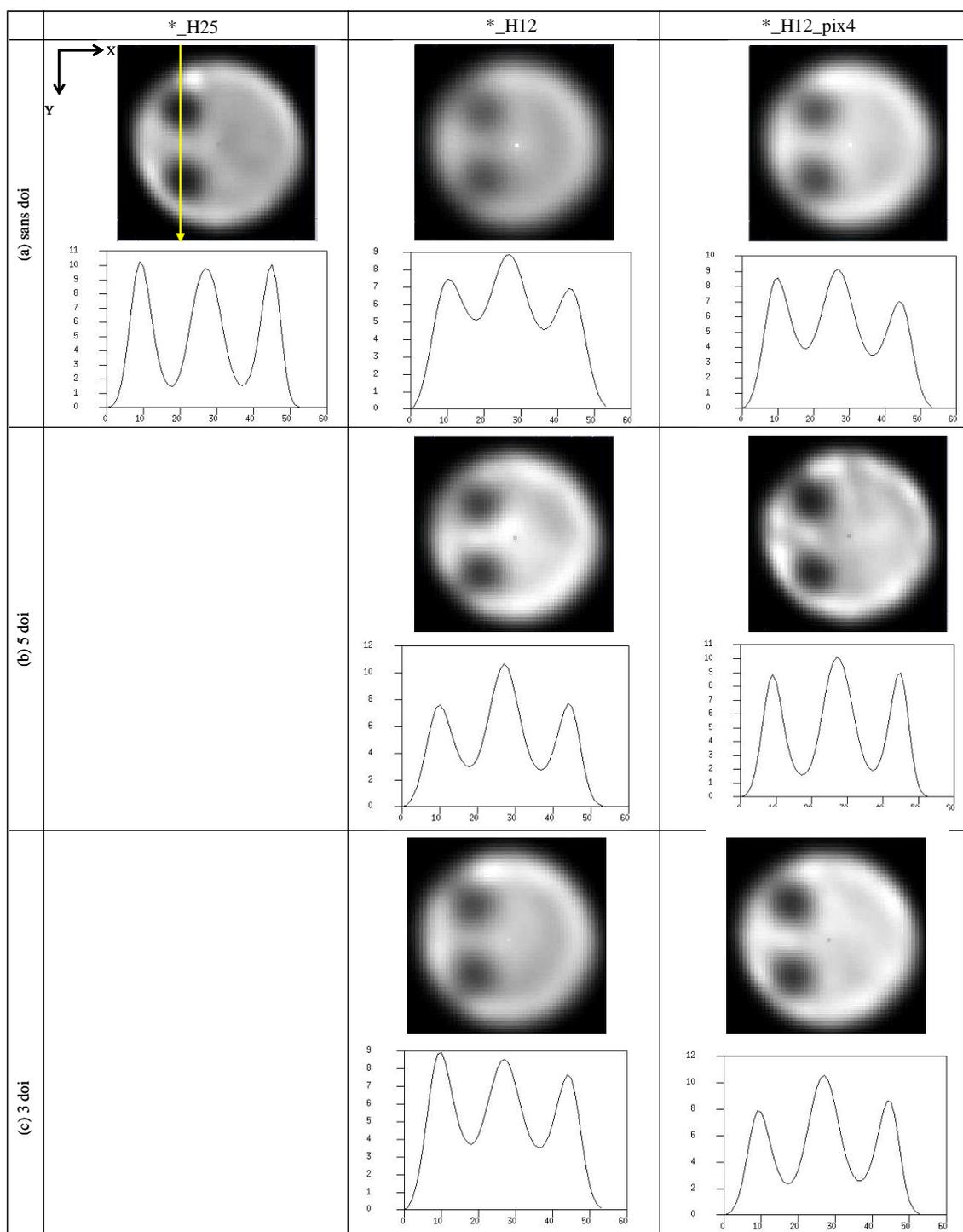
Les coupes transverses

Figure VI-160 : Les coupes **transverses** dans le plan $Y = 17$ et les profils associés du volume reconstruit pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'épaisseur égale et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

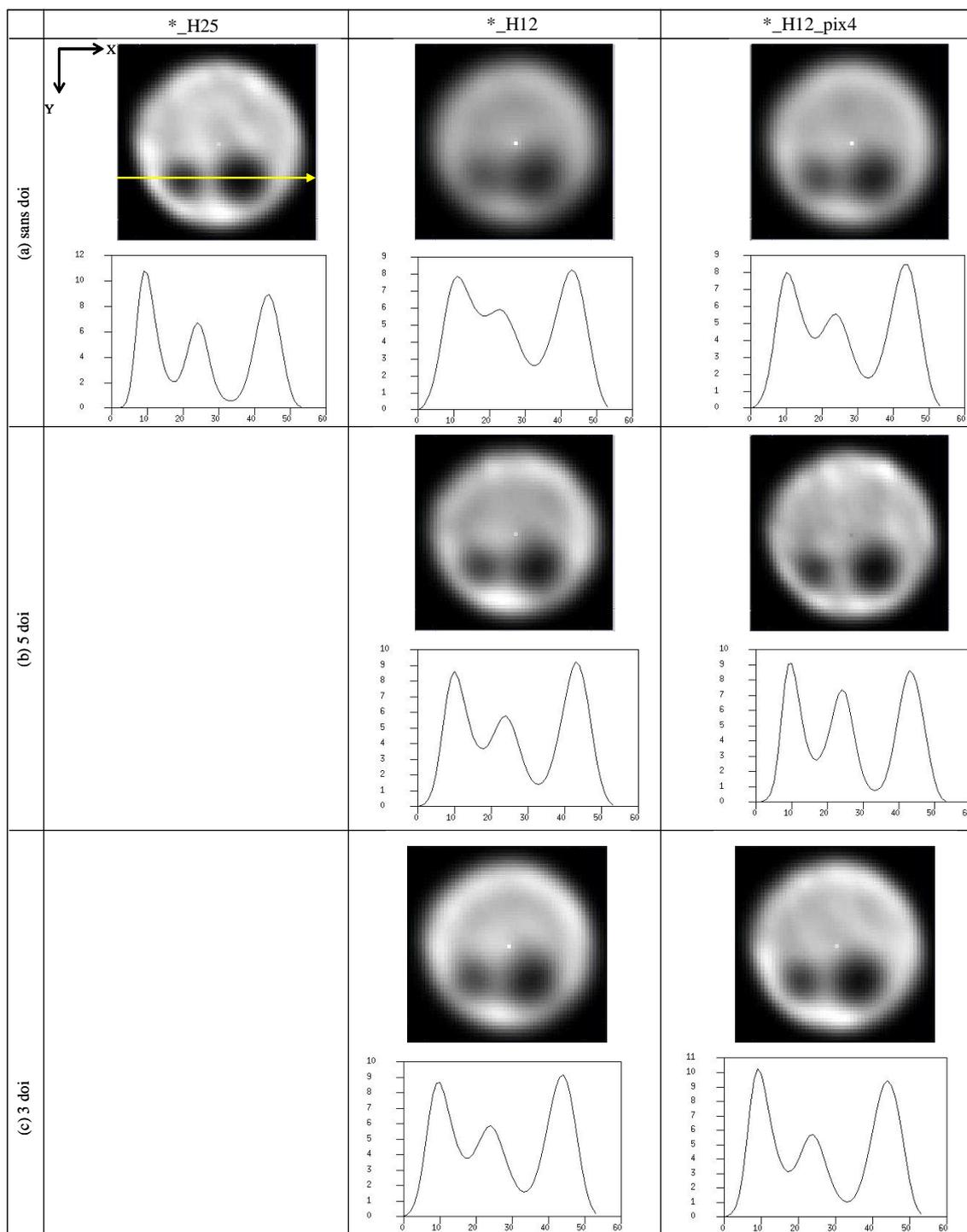


Figure VI-161 : Les coupes **transverses** dans le plan $Y = 35$ et les profils associés du volume reconstruit pour les sept géométries simulées, avec (a) un détecteur non segmenté, (b) un détecteur segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur et (c) un détecteur segmenté en 3 sous-couches équiprobables.

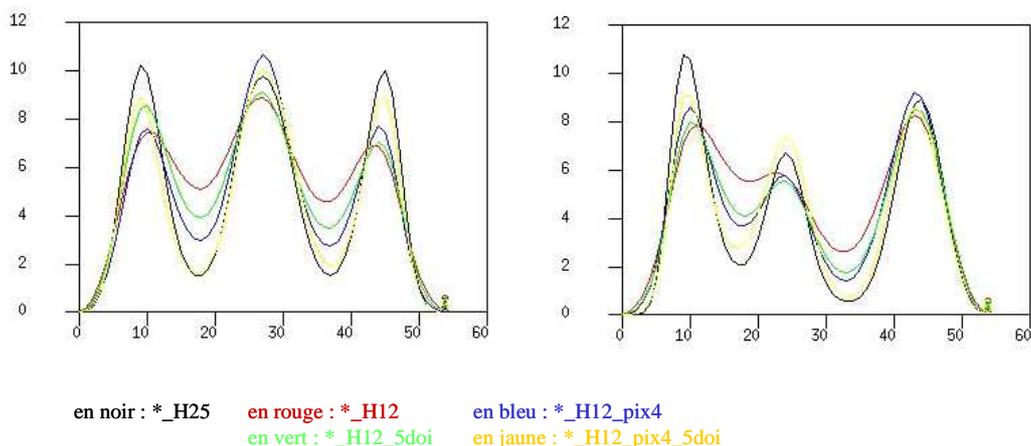


Figure VI-162 : Superposition des profils des coupes **transverses** dans les plans Y=17 (à gauche) et Y=35 (à droite) du volume reconstruit pour les cinq géométries simulées.

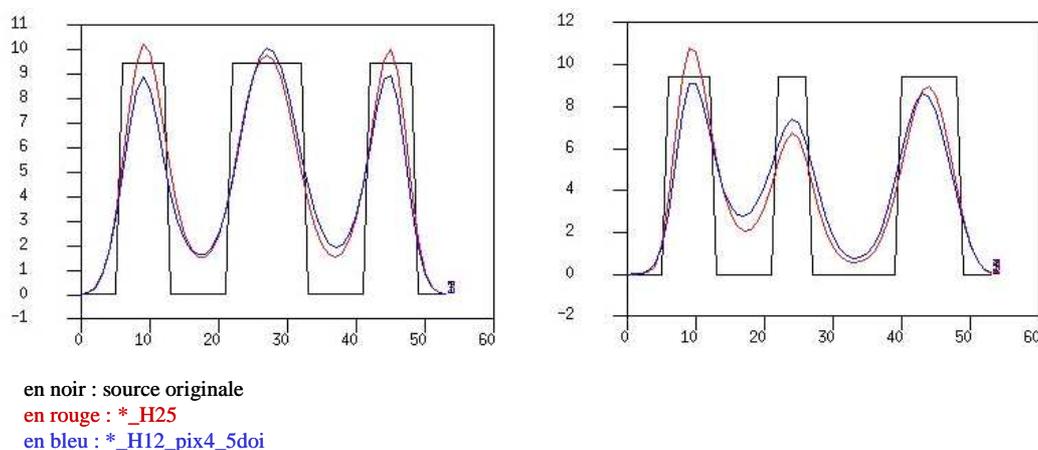


Figure VI-163 : Superposition des profils des coupes **transverses** dans les plans Y=17 (à gauche) et Y=35 (à droite) de la source originale et du volume reconstruit pour les géométries *_H25 et *_H12_pix4_5doi.

On remarque que la géométrie *_H12_pix4_5doi offre une résolution spatiale légèrement meilleure que la géométrie *_H12_pix4_3doi, pour une qualité d'image sensiblement identique. C'est la raison pour laquelle la superposition des différents profils, n'a pas été réalisée dans la géométrie *_H12_pix4_3doi.

L'étude comparative des coupes coronales et transverses du fantôme reconstruit montre que la discrétisation du détecteur en 5 ou 3 sous-couches et/ou la pixellisation du détecteur (4 pixels par trou) permettent d'améliorer la localisation des sources radioactives dans le fantôme 3D, et notamment avec une association des deux. La localisation spatiale sur la profondeur de la source est connue grâce à l'utilisation de l'acquisition tomographique.

En conclusion, en acquisition tomographique, l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur et la pixellisation du détecteur permettent d'utiliser un collimateur de plus grande ouverture angulaire (*_H12) afin d'avoir un gain sur l'efficacité (ici un facteur environ 5) tout en maintenant la résolution spatiale de l'image.

Cette étude de HiSens en mode tomographique doit être poursuivie, avec une méthode de rotation plus fine (comme par exemple la méthode « inverse mapping » avec une interpolation

spline) et en définissant les sous ensembles sur les profondeurs d'interaction et sur les différents angles de vue.

III Discussion et perspectives

L'objectif dans ce chapitre a été d'évaluer le gain en efficacité et en résolution de l'architecture HiSens, par rapport à une architecture équivalente à une gamma caméra d'Anger. L'étude a donc consisté à étudier l'apport de l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur ou/et la pixellisation du détecteur associé à un collimateur de plus grande ouverture angulaire. Nous avons tout d'abord cherché à étudier l'architecture HiSens en acquisition planaire puis en acquisition tomographique, à l'aide du logiciel SINDBAD pour évaluer les projections et les matrices R des reconstructions. La méthode de reconstruction la plus adaptée pour évaluer HiSens est la méthode de reconstruction OSEM.

En **acquisition planaire**, nous avons montré avec une source ponctuelle que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 5 sous-couches) ou/et la pixellisation du détecteur (4 pixels par trou du collimateur) permettait de préciser la localisation spatiale dans le plan XY et sur l'axe Z, donc d'améliorer la résolution spatiale des images.

Avec une source étendue plane, nous avons confirmé que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 5 sous-couches ou 3 sous-couches équiprobables) ou/et la pixellisation du détecteur (4 pixels par trou du collimateur) améliorent la résolution spatiale des images, et notamment l'association des deux. La qualité des images est cependant reliée à la discrétisation du détecteur (nombre et épaisseur des sous-couches). En effet, un bruit important dans les sous-couches, notamment dans les dernières sous-couches d'une discrétisation en 5 sous-couches, dégrade la qualité des images 2D : elles sont plus bruitées. La discrétisation du détecteur en 3 sous-couches équiprobables est plus adaptée.

L'architecture HiSens a également été étudiée avec une source plus réaliste, une source volumique thyroïdienne. Nous avons ainsi montré que l'architecture HiSens permet de gagner un facteur 5 sur l'efficacité tout en améliorant la résolution spatiale de l'image 2D, grâce à l'information de profondeur d'interaction et à la pixellisation du détecteur CdZnTe, et par l'utilisation de la méthode de reconstruction régularisée OSEM-MRP. Une analyse plus approfondie de la qualité des images obtenues reste cependant à faire.

L'étude de l'architecture a ensuite été réalisée avec le logiciel PENELOPE, couplé à TASMANIA. Le logiciel PENELOPE présente l'avantage de pouvoir modéliser l'ensemble des interactions des photons dans le détecteur, par calcul Monte Carlo, et le logiciel TASMANIA de pouvoir créer le spectre bi-paramétrique et ainsi de connaître le nombre de photons ayant interagi dans chaque sous-couche du détecteur de manière réaliste. Par ces logiciels, nous avons montré que la discrétisation du détecteur est imposée par la physique de détection des photons interagissant proche de l'anode. La discrétisation du détecteur en 3 sous-couches équiprobables est plus réaliste qu'en 5 sous-couches, et permet de disposer d'un nombre de photons, donc d'un bruit, équivalent dans toutes les sous-couches. Nous avons ainsi confirmé avec la source étendue plane, que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation 3 sous-couches équiprobables) améliore la résolution spatiale des images. Malheureusement, l'étude de l'apport de la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur n'a pas été concluante. En effet, les projections simulées par PENELOPE

et TASMANIA (pour le calcul des projections) et par SINDBAD (pour le calcul des matrices R) présente des différences trop importantes pour permettre une convergence de la reconstruction. Il serait intéressant de poursuivre cette étude avec une modélisation du système plus réaliste pour le calcul de la matrice R. Celle-ci pourrait dans un premier temps être réalisée avec le logiciel PENELOPE.

Nous avons également montré les performances de l'architecture HiSens, en **acquisition tomographique**. Avec un fantôme 3D, l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 5 sous-couches) ou/et la pixellisation du détecteur (4 pixels par trou du collimateur) a permis de préciser la localisation spatiale des sources dans le fantôme 3D, donc d'améliorer la résolution spatiale. Cette étude devra être poursuivie avec un logiciel permettant de modéliser de manière réaliste la physique de détection des photons dans le détecteur, tel que le logiciel PENELOPE. Un calcul de la matrice R plus représentatif devrait probablement permettre d'observer une amélioration sur les images reconstruites par l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur et par la pixellisation du détecteur. La méthode de rotation de l'objet doit être également choisie afin qu'elle n'introduise pas ou très peu de flou.

Enfin, l'architecture HiSens a seulement été évaluée avec les dimensionnements définis ci-dessus. Il serait intéressant de réaliser une étude paramétrique sur le dimensionnement de l'architecture :

- dimension du détecteur : taille des pixels (pas et coté de pixel), nombre et épaisseurs des sous-couches ;
- dimension du collimateur : taille des trous, hauteur du collimateur ;
- dimension du volume reconstruit : taille des voxels.

Cette étude paramétrique pourrait mettre en évidence un dimensionnement de HiSens pour lequel l'information de profondeur d'interaction et la pixellisation du détecteur optimisent la qualité des images, avec des méthodes de reconstruction sans ou avec régularisation.

De plus, l'évaluation de HiSens avec des sources plus représentatives de la réalité doit être réalisée. L'étude avec la source thyroïdienne doit être approfondie et poursuivie. Il serait également intéressant de réaliser une étude de détectabilité, avec de petites sources chaudes (diamètre inférieur à 10 mm) dans un milieu tiède, afin d'évaluer l'intérêt d'HiSens en l'oncologie, pour la détection de tumeurs ou métastases au niveau des os ou de repérer les ganglions sentinelles lors d'un cancer du sein par exemple. Il serait également intéressant de réaliser une étude de HiSens pour l'imagerie cardiaque, avec des sources froides dans un milieu chaud.

Enfin, une étape de validation expérimentale de l'architecture HiSens doit être réalisée au laboratoire. Les premiers résultats expérimentaux sont présentés dans le paragraphe suivant.

IV Les premiers résultats expérimentaux

Nous présentons les premiers résultats expérimentaux en acquisition planaire, obtenus à l'aide de la gamma caméra « **Minigami** », qui est en cours de développement au laboratoire (Figure VI-164). Les premières expériences ont été réalisées avec un détecteur et un collimateur disponibles, et dont les dimensionnements ne correspondent pas à ceux définis en

simulation. Elles ne permettent donc pas de valider l'apport de l'architecture Hisens, en terme d'efficacité et de résolution spatiale, mais de montrer que les acquisitions expérimentales et les traitements des données sont fonctionnels pour une validation ultérieure de HiSens.



Figure VI-164 : Photo de la gamma caméra Minigami.

IV.A Description des géométries

La source utilisée est la source thyroïdienne au ^{57}Co , décrite dans le chapitre IV. Cette source est placée à 100 mm du collimateur et possède une activité totale de **14,2 MBq** le jour de l'expérience.

Le détecteur utilisé est un détecteur monolithique pixellisé CdZnTe, de taille de $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$, avec un pas de pixel de 2,5 mm et une taille de pixel de 2,0 mm. La surface totale de détection est de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, correspondant à une juxtaposition de 40×40 positions du détecteur. Ce détecteur de 5 mm d'épaisseur a été utilisé soit non segmenté (*_H45), soit segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur (*_H45_5doi), soit en 3 sous-couches équiprobables (*_H45_3doi).

Le collimateur utilisé est un collimateur à trous parallèles carrés en tungstène, équivalent à un collimateur type LEHR. Le pas de ces trous est de 2,5 mm, l'épaisseur septale est de 0,15 mm et la hauteur septale est de 45 mm (**colli_H45**). Il s'agit d'un collimateur matching 1:1.

Le volume reconstruit est de dimension $100 \times 100 \times 100 \text{ mm}^3$. Ce volume a été discrétisé en $80 \times 80 \times 80$ voxels, donc avec une taille de voxel de $1,25 \times 1,25 \times 1,25 \text{ mm}^3$.

IV.B Les projections par Minigami

Les projections de la géométrie *_H45 ont été obtenues avec un temps d'acquisition de 36 minutes. L'efficacité expérimentale de cette géométrie est de $95 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$, contre $117 \text{ coups.s}^{-1}.\text{MBq}^{-1}$ par simulation SINDBAD. Cette perte d'efficacité expérimentale prend en compte la perte et le partage de charges entre les anodes du détecteur, et la perte d'information par la fenêtre d'acceptation de largeur 7%.

Les projections des géométries *_H45, *_H45_5doi et *_H45_3doi sont présentées respectivement sur la Figure VI-165, Figure IV-166 et Figure VI-167. La répartition des photons dans les sous-couches est donnée dans le Tableau VI-65, et comparée à celle obtenue par simulation SINDBAD.

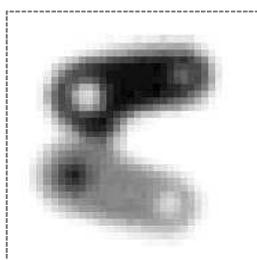


Figure VI-165 : Projection de la source thyroïdienne pour la géométrie *_H45.

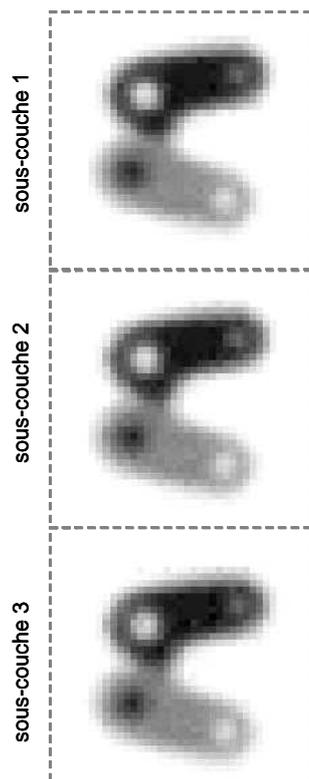


Figure VI-167: Projections de la source thyroïdienne pour la géométrie *_H45_3doi.

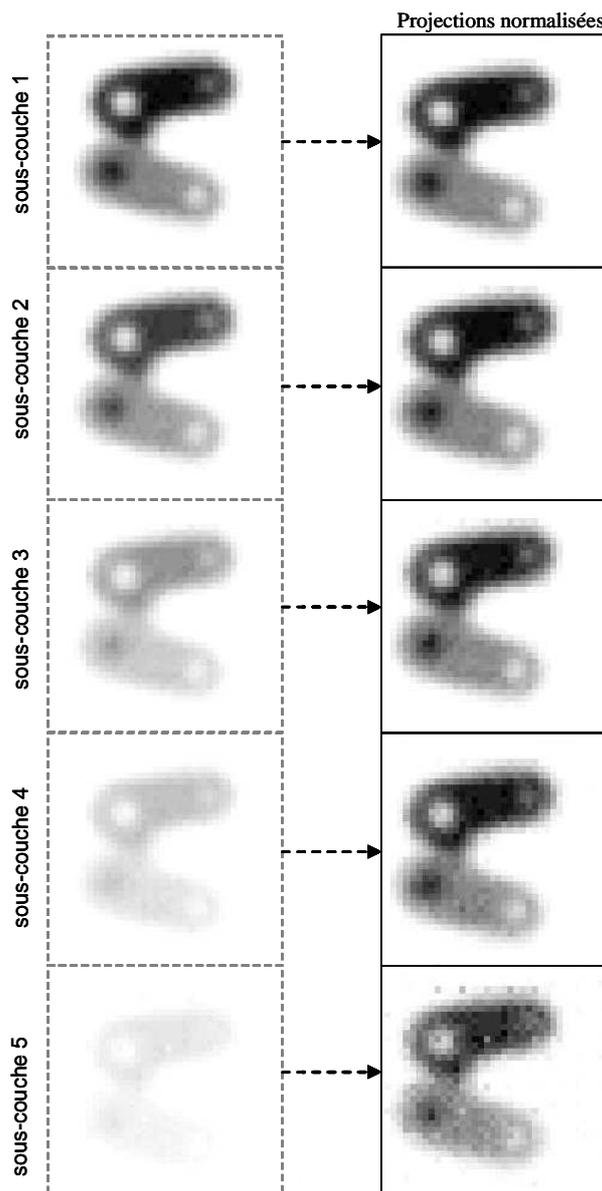


Figure IV-166: Projections de la source thyroïdienne pour la géométrie *_H45_5doi.

	*_H45_5doi		*_H45_3doi		
	SINDBAD	EXPERIMENTAL	SINDBAD	EXPERIMENTAL	
répartition des photons (%)	sous-couche 1	38,4	37,1	32,0	34,3
	sous-couche 2	25,7	30,2	32,2	32,1
	sous-couche 3	17,0	17,0	35,8	33,6
	sous-couche 4	11,4	10,4	-	-
	sous-couche 5	7,5	5,3	-	-

Tableau VI-65 : Répartition des photons (%) dans les sous-couches du détecteur pour les géométries *_H45_5doi et *_H45_3doi.

Nous pouvons expérimentalement extraire des images à différentes profondeurs d'interaction dans le détecteur. La répartition des photons dans les sous-couches est approximativement équivalente à celle donnée par SINDBAD.

IV.C Les images reconstruites

Les projections expérimentales (*H45, *_H45_5doi et *_H45_3doi) sont ensuite reconstruites avec la méthode OSEM, arrêtée après 20 itérations pour la géométrie *_H45 et 4 itérations pour les géométries *_H45_5doi et *_H45_3doi (arrêt plus précoce des itérations pour avoir des images moins bruitées). Les volumes reconstruits cumulés de ces géométries sont présentés sur la Figure VI-168.

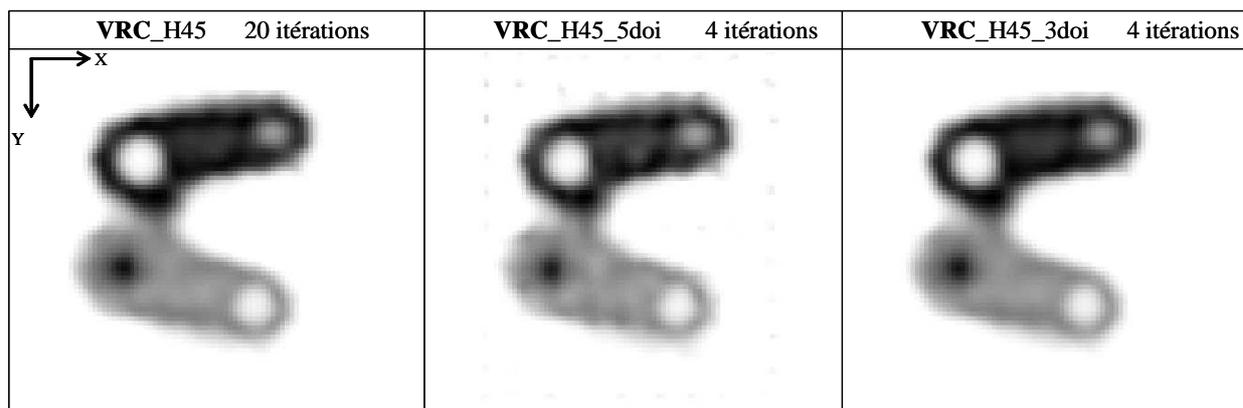


Figure VI-168 : Les volumes reconstruits cumulés (VRC) obtenus pour les géométries *_H45, *_H45_5doi et *_H45_3doi.

Les projections expérimentales à différentes profondeurs d'interaction dans le détecteur peuvent donc être reconstruites par la méthode OSEM, à l'aide du logiciel SINDBAD. Mais, comme attendu avec la géométrie de ce collimateur (à faible ouverture angulaire, type LEHR), l'information de la profondeur d'interaction n'apporte aucun gain sur la qualité des l'images en terme de résolution spatiale.

IV.D Conclusion

Ces premières expériences ont permis de montrer qu'il était possible expérimentalement d'évaluer l'architecture HiSens dans notre laboratoire. Ces expériences seront donc poursuivies ultérieurement, avec un collimateur à large ouverture angulaire et un pas des pixels détecteurs plus petit. Leurs dimensions s'approcheront de celles définies en simulation, c'est-à-dire deux détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe avec un pas de pixel de 1,6 mm pour l'un et de 0,8 mm pour l'autre, et deux collimateurs à trous parallèles carrés en tungstène, avec un pas de trous de 1,6 mm, une épaisseur septale de 0,15 mm et une hauteur septale de 29 mm (type LEHR) pour l'un et 13,5 mm (type HiSens) pour l'autre.

Conclusion & perspectives

Ce travail de thèse a porté sur l'étude de nouvelles architectures de gamma caméra, à base de détecteurs semi-conducteurs. La nouvelle architecture proposée, baptisée **HiSens** (pour **High Sensitivity**) est constituée d'un collimateur à trous parallèles à grande ouverture angulaire et d'un détecteur disposant de la profondeur d'interaction des photons. Cette architecture a pour but d'augmenter l'efficacité de la gamma caméra tout en maintenant la résolution spatiale du système.

Les détecteurs semi-conducteurs appartenant à la famille du tellure de cadmium (CdTe ou CdZnTe) sont de bons candidats pour les applications gamma et notamment les détecteurs monolithiques pixellisés : ils fonctionnent à température ambiante, possèdent une résolution en énergie de l'ordre de 3% (se traduisant par un bon contraste sur l'image détecteur), une efficacité de détection de 85% à 122 keV, avec un détecteur de 5 mm d'épaisseur (valeur sensiblement équivalente à 140 keV) et un taux de comptage de l'ordre de 50000 cps.s⁻¹ par voie électronique. Ils permettent d'atteindre une bonne résolution spatiale intrinsèque (égale au pas des pixels) et de réaliser une grande surface de détection par juxtaposition de détecteurs monolithiques pixellisés, avec un encombrement limité. De plus, ils disposent de l'information sur la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur.

Le collimateur à trous parallèles présente l'avantage de disposer d'un large champ de vue avec une résolution spatiale et une efficacité homogène sur tout le champ de vue, grâce à l'absence de facteur de grandissement. De plus, avec ce type de collimateur, l'acquisition des images se fait sans mouvement de la tête de détection, autre que le mouvement de rotation autour du patient en acquisition tomographique. Le choix de la forme des trous se porte naturellement vers les trous de forme carrée, puisque cette géométrie est adaptée pour une association aux détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe.

Pour augmenter l'efficacité de la caméra, une solution est d'agrandir l'ouverture angulaire du collimateur à trous parallèles afin d'accepter un nombre de photons plus important sur le détecteur (possible grâce au fort taux de comptage des détecteurs monolithiques pixellisés CdZnTe). Cet agrandissement de l'ouverture angulaire peut être réalisé par une **diminution de la hauteur septale**. Bien entendu, cette ouverture angulaire a une conséquence dramatique sur la résolution spatiale du système : elle se détériore. Pour pouvoir maintenir une bonne résolution spatiale du système, le principe est d'utiliser l'information de **profondeur d'interaction** du photon dans le détecteur monolithique pixellisé CdZnTe. Cette information de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur permet d'obtenir une meilleure précision sur la localisation spatiale des sources, donc une meilleure résolution spatiale.

Pour pouvoir utiliser correctement cette information sur la profondeur d'interaction, il a été nécessaire de connaître la précision de la mesure de cette profondeur d'interaction. Un des

premiers objectifs a donc été de l'évaluer. Cette évaluation a été réalisée par **simulation** puis **expérimentalement** sur un banc test au laboratoire. Cette profondeur d'interaction a été mesurée avec le signal anode ou cathode du détecteur. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de connaître la profondeur d'interaction d'un photon dans le détecteur avec une précision millimétrique.

La connaissance de la profondeur d'interaction d'un photon dans le détecteur permet ainsi de segmenter ou discrétiser virtuellement le détecteur en sous-couches, selon l'axe Z de la profondeur. Par exemple, le détecteur a été segmenté en 5 sous-couches d'égale épaisseur, puis en 3 sous-couches équiprobables. Cette discrétisation du détecteur en différentes sous-couches doit être associée à des méthodes de reconstruction d'images. En effet, chaque sous-couche du détecteur est considérée comme une image. Il est désormais nécessaire de combiner ces images obtenues à différentes profondeurs au moyen de méthodes de reconstruction. Celles-ci sont utilisées en acquisition planaire (un angle de vue) et en acquisition tomographique (plusieurs angles de vue). En acquisition planaire, le nombre d'images est égal au nombre de sous-couches détecteurs, et en acquisition tomographique, au nombre de sous-couches détecteurs multiplié par le nombre d'angles de vue. La méthode itérative retenue est la méthode statistique OSEM (Ordered Subsets Expectation Maximisation). Cette méthode a été adaptée à l'architecture HiSens, pour prendre en compte les acquisitions à différentes profondeurs d'interaction. La méthode OSEM offre une grande vitesse de convergence et la meilleure convergence, avec une efficacité de reconstruction très proche de 1. Cette méthode peut également être régularisée, par exemple en utilisant la méthode OSEM-MRP (Median Root Prior).

Nous avons tout d'abord cherché à étudier l'architecture HiSens en **acquisition planaire**, à l'aide du logiciel SINDBAD. Ce logiciel, initialement développé pour imagerie X, c'est-à-dire pour un mode transmission, a été adapté pour l'imagerie gamma, en mode émission analytique. Il permet alors de décrire la géométrie de l'architecture et d'évaluer les projections et les matrices (modélisant la géométrie du système), nécessaires aux méthodes de reconstruction. Grâce à ces simulations, nous avons tout d'abord montré avec une source ponctuelle que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 5 sous-couches) et la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur à grande ouverture angulaire (4 pixels par trou) permettent de préciser la localisation spatiale de la source ponctuelle dans le plan XY, donc d'améliorer la résolution spatiale des images, mais également de préciser la localisation spatiale d'une source ponctuelle sur l'axe Z.

Nous avons ensuite évalué HiSens avec une source plane étendue et une **source volumique thyroïdienne**, à l'aide de SINDBAD en mode émission analytique. **Grâce à l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur et la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur à grande ouverture angulaire, nous avons pu gagner un facteur 5 sur l'efficacité tout en maintenant une bonne résolution spatiale de l'image 2D, dans le plan XY, par rapport à une gamma caméra d'Anger.** La quantification des images doit cependant être poursuivie et approfondie.

Cette évaluation a été poursuivie avec le logiciel PENELOPE, couplé à TASMANIA. Le logiciel PENELOPE présente l'avantage de pouvoir modéliser l'ensemble des interactions des photons dans le détecteur, par calcul Monte Carlo, et le logiciel TASMANIA de pouvoir créer les spectres bi-paramétriques. Nous pouvons ainsi pu connaître le nombre de photons ayant interagi dans chaque sous-couche du détecteur de manière plus réaliste. Ces logiciels ont permis de montrer que la discrétisation du détecteur est imposée par la physique de détection

des photons interagissant proche de l'anode. La discrétisation du détecteur en 3 sous-couches équiprobables est plus adaptée qu'une discrétisation en 5 sous-couches d'égale épaisseur, car elle permet de disposer d'un nombre de photons, donc d'un bruit, équivalent dans toutes les sous-couches. Nous avons ensuite confirmé avec la source étendue plane, que l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 3 sous-couches équiprobables) améliore la résolution spatiale des images. Mais l'étude d'une pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur (4 pixels par trou) n'a pas pu être réalisée. En effet, cette géométrie simulée par PENELOPE-TASMANIA (pour le calcul des projections) et par SINDBAD (pour le calcul de la matrice R) présente des différences. Ces différences sont trop importantes pour permettre une convergence de la reconstruction. Il serait intéressant de poursuivre cette étude avec une modélisation du système plus réaliste pour le calcul de la matrice du système. Celle-ci pourrait dans un premier temps être réalisée avec le logiciel PENELOPE.

L'architecture HiSens a également été étudiée en **acquisition tomographique**, à l'aide du logiciel SINDBAD en mode émission analytique, permettant d'évaluer les projections à différents angle de vue et la matrice (modélisant la géométrie du système sous un angle de vue) nécessaire aux méthodes de reconstruction. Avec un fantôme 3D, l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur (discrétisation en 5 sous-couches) et la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur à grande ouverture angulaire (4 pixels par trou) ont permis de préciser la localisation spatiale des sources dans le fantôme 3D, donc d'améliorer la résolution spatiale. **Nous avons pu ainsi gagner un facteur 5 sur l'efficacité tout en maintenant la résolution spatiale dans le fantôme 3D.** Cette étude devra être poursuivie avec un logiciel permettant de modéliser de manière réaliste la physique de détection des photons dans le détecteur, tel que le logiciel PENELOPE.

Dans tous les cas, une modélisation du système le plus représentatif devait permettre d'améliorer les images reconstruites par l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur et par la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur à grande ouverture angulaire. Enfin, l'architecture HiSens a uniquement été évaluée avec les dimensionnements définis dans le chapitre VI. Il serait intéressant de réaliser une étude paramétrique sur le dimensionnement de l'architecture (dimension du détecteur, dimension du collimateur, dimension du volume reconstruit), afin de mettre en évidence un dimensionnement pour lequel l'information de profondeur d'interaction et de la pixellisation du détecteur optimise la qualité des images. Il serait également intéressant de réaliser une étude de détectabilité, avec de petites sources chaudes (diamètre inférieur à 10 mm) dans un milieu tiède, afin d'évaluer l'intérêt d'HiSens en l'oncologie, pour la détection de tumeurs ou métastases au niveau des os ou de repérer les ganglions sentinelles lors d'un cancer du sein par exemple. Il serait également intéressant de réaliser une étude de HiSens pour l'imagerie cardiaque, avec des sources froides dans un milieu chaud. Ces études permettront éventuellement de cibler une ou plusieurs applications pour lesquelles l'architecture HiSens offrira les meilleures performances.

De plus, l'étape de validation expérimentale de l'architecture HiSens doit être poursuivie au sein du laboratoire, avec la caméra Minigami dont nous disposons actuellement. En effet, les premières expériences ont été réalisées avec un détecteur et un collimateur disponibles, et dont les dimensionnements ne correspondent pas à ceux définis en simulation. Nous avons donc simplement montré que nous pouvions réaliser des acquisitions expérimentales et le traitement des données correspondantes. La validation doit être désormais réalisée avec un collimateur à large ouverture angulaire et un pas des pixels détecteurs plus petit. Leurs dimensions s'approcheront de celles définies en simulation, c'est-à-dire deux détecteurs

monolithiques pixellisés CdZnTe avec un pas de pixel de 1,6 mm pour l'un et de 0,8 mm pour l'autre, et deux collimateurs à trous parallèles carrés en tungstène, avec un pas de trous de 1,6 mm, une épaisseur septale de 0,15 mm et une hauteur septale de 29 mm (type LEHR) pour l'un et 13,5 mm (type HiSens) pour l'autre. Cette validation expérimentale est en cours.

Enfin, il paraît envisageable que les architectures à base de détecteurs semi-conducteurs CdZnTe, comme les caméras cardiaques de CardiArc ou de Spectrum Dynamics, puissent bénéficier du principe d'HiSens. En effet, le principe d'HiSens est adaptable sur n'importe quelle architecture car ne nécessite pas de la modifier. Seule une électronique spécifique, permettant d'obtenir la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur, et un traitement de cette information doivent être mises en place.

L'architecture Hisens a fait l'objet d'un brevet CEA [n° FR 2006/002360] et les premiers travaux sur l'architecture Hisens, avec une source ponctuelle, ont fait l'objet d'une publication dans la revue IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record [Guérin, et al., 2006].

Références bibliographiques

- Accorsi, R., S. D. Metzler, J. R. Novak, A. S. Ayan and R. J. Jaszczak (2006). "Analytical derivation and experimental verification of a sensitivity formula for slit-slat SPECT collimation." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Agostinelli, S., J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, et al. (2003). "GEANT4-a simulation toolkit." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 506(3): 250-303.
- Alenius, S. and U. Ruotsalainen (1997). "Bayesian image reconstruction for emission tomography based on median root prior." European Journal of Nuclear Medicine 24(3): 258-265.
- Alenius, S. and U. Ruotsalainen (2002). "Generalization of median root prior reconstruction." IEEE Transactions on Medical Imaging 21(11): 1413-1420.
- Alenius, S., U. Ruotsalainen and J. Astola (1998). "Using local median as the location of the prior distribution in iterative emission tomography image reconstruction." IEEE Transactions on Nuclear Science 45(6): 3097-3104.
- Amman, M., J. S. Lee and P. N. Luke (2002). "Electron trapping nonuniformity in high-pressure-Bridgman-grown CdZnTe." Journal of Applied Physics 92(6): 3198-3206.
- Andersen, A. H. and A. C. Kak (1984). "Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique (SART): A superior implementation of the ART algorithm." Ultrasonic Imaging 6(1): 81-94.
- Andreo, P. (1991). "Monte-Carlo Techniques in Medical Radiation Physics." Physics in Medicine and Biology 36(7): 861-920.
- Anger, H. O. (1964). "Scintillation camera with multichannel collimators." Journal of Nuclear Medicine(5): 515-531.
- Assie, K., V. Breton, I. Buvat, C. Comtat, S. Jan, M. Krieguer, D. Lazaro, et al. (2004). "Monte Carlo simulation in PET and SPECT instrumentation using GATE." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 527(1-2): 180-189.
- Aufderheide, M. B., G. Henderson, A. E. S. von Wittenau, D. M. Slone and H. E. Martz, Jr. (2004). "HADES, a code for simulating a variety of radiographic techniques." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

- Baccaro, S., K. Blazek, F. de Notaristefani, P. Maly, J. A. Mares, R. Pani, R. Pellegrini, et al. (1995). "Scintillation properties of YAP:Ce." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 361(1-2): 209-215.
- Barber, H. B. (1999). "Applications of semiconductor detectors to nuclear medicine." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 436(1-2): 102-110.
- Baro, J., J. Sempau, J. M. Fernandezvarea and F. Salvat (1995). "Penelope - an Algorithm for Monte-Carlo Simulation of the Penetration and Energy-Loss of Electrons and Positrons in Matter." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 100(1): 31-46.
- Barone, L. M., K. Blazek, D. Bollini, A. DelGuerra, F. de Notaristefani, G. DiDomenico, M. Galli, et al. (1995). "A detector for submillimeter gamma cameras." Nuclear Physics B - Proceedings Supplements: 729-733.
- Barrett, H. (1995). "Charge transport in array of semiconductor gamma ray detector." Physical Review Letter 75(1): 270-276.
- Beekman, F. and F. van der Have (2007). "The pinhole: gateway to ultra-high-resolution three-dimensional radionuclide imaging." European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging 34(2): 151-161.
- Beekman, F. J., F. van der Have, B. Vastenhouw, A. J. A. van der Linden, P. P. van Rijk, J. P. H. Burbach and M. P. Smidt (2005). "U-SPECT-I: A novel system for submillimeter-resolution tomography with radiolabeled molecules in mice." Journal of Nuclear Medicine 46(7): 1194-1200.
- Beekman, F. J. and B. Vastenhouw (2004). "Design and simulation of a high-resolution stationary SPECT system for small animals." Physics in Medicine and Biology 49(19): 4579-4592.
- Belanger, M.-J., J. C. Yanch, A. Lu and A. B. Dobrznecki (1998). "The SimSPECT photon selector and multiple angular sampling of photons." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Bertolucci, E., M. Maiorino, G. Mettivier, M. C. Montesi and P. Russo (2002). "Preliminary test of an imaging probe for nuclear medicine using hybrid pixel detectors." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 487(1-2): 193-201.
- Bielajew, A. F., H. Hirayama, W. R. Nelson and D. W. O. Rogers (1994). "History, overview and recent improvements of EGS4." Report SLAC-PUB-6499
- Briesmeister, J. F. (1997). "MCNP - A general Monte Carlo code for neutron and photon transport." Rapport technique Los Alamos National Laboratory.
- Bruyant, P. P. (2002). "Analytic and iterative reconstruction algorithms in SPECT." Journal of Nuclear Medicine 43(10): 1343-1358.

- Budden, B., M. L. Cherry, G. L. Case, J. Isbert and M. Stewart (2006). "A High Sensitivity Gamma Ray Imager (HiSGRI) Based on Wavelength-Shifting Fiber Readout of LaBr₃ Scintillators." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Buvat, I. (1998). "Effet de la diffusion et de méthodes de corrections simples d'emploi en SPECT." Revue de l'ACOMEN 4(2): 130-140.
- Buvat, I. (2002). "Monte Carlo simulations in SPECT and PET." The Quarterly Journal of Nuclear Medicine 46: 48-61.
- Buvat, I., S. Laffont, J. Le Cloirec and P. Bourguet (2001). "Importance of the choice of the collimator for the detection of small lesions in scintimammography: a phantom study." Physics in Medicine and Biology 46: 1343-1355.
- Buzhan, P., B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, et al. (2003). "Silicon photomultiplier and its possible applications." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 504(1-3): 48-52.
- Byrne, C. L. (1997). "Convergent block-iterative algorithms for image reconstruction from inconsistent data." IEEE Transactions on Image Processing 6(9): 1296-1304.
- Byrne, C. L. (1998). "Accelerating the EMMI algorithm and related iterative algorithms by rescaled block-iterative methods." IEEE Transactions on Image Processing 7(1): 100-109.
- Causer, D. A. and C. G. Taylor (1975). "High-Sensitivity, High-Resolution, Diverging Collimator for Use with Low-Energy Isotopes." Physics in Medicine and Biology 20(2): 318-320.
- Cerqueira, M. D., D. Matsuoka, J. L. Ritchie and G. D. Harp (1988). "The influence of collimators on SPECT center of rotation measurements: artifact generation and acceptance testing." Journal of Nuclear Medicine 29(8): 1393-7.
- Chambron, J., Y. Arntz, B. Eclancher, C. Scheiber, P. Siffert, M. H. Hali, R. Regal, et al. (2000). "A pixellated gamma-camera based on CdTe detectors clinical interests and performances." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 448(3): 537-549.
- Chang, W., S. Q. Li, J. J. Williams, P. M. Bruch, C. A. Wesolowski, J. C. Ehrhardt and P. T. Kirchner (1988). "New methods of examining gamma camera collimators." Journal of Nuclear Medicine 29(5): 676-83.
- Dahlbom, M., L. R. MacDonald, L. Eriksson, M. Paulus, M. Andreaco, M. E. Casey and C. Moyers (1997). "Performance of a YSO/LSO phoswich detector for use in a PET/SPECT system." IEEE Transactions on Nuclear Science 44(3): 1114-1119.
- Darambara, D. G. and A. Todd-Pokropek (2002). "Solid state detectors in nuclear medicine." The Quarterly Journal of Nuclear Medicine 46(1): 3-7.

- De Dreuille, O., P. Véra, H. Foehrenbach and J. F. Gaillard (1998). "Caractéristiques et spécificités de la collimation en éventail." Revue de l'ACOMEN 4(2): 144-151.
- de Notaristefani, F., R. Pani, F. Scopinaro, L. M. Barone, K. Blazek, G. De Vincentis, T. Malatesta, et al. (1996). "First results from a YAP:Ce gamma camera for small animal studies." IEEE Transactions on Nuclear Science 43(6): 3264-3271.
- Deloar, H. M., H. Watabe, T. Aoi and H. Iida (2003). "Evaluation of penetration and scattering components in conventional pinhole SPECT: phantom studies using Monte Carlo simulation." Physics in Medicine and Biology 48(8): 995-1008.
- Duvauchelle, P., N. Freud and V. Kaftandjian (2000). "A computer code to simulate X-ray imaging techniques." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 170: 245-258.
- Dykstra, P. C., Muus, M.J. (1987). "The BRL-CAD Package: An overview." Proceedings of the Fourth Computer Graphics Workshop.
- E. Storm and H.I. Israël (1969). "Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100." Nuclear Data Table 565-681(A7).
- Eisen, Y., I. Mardor, A. Shor, Z. Baum, D. Bar, G. Feldman, H. Cohen, et al. (2002). "NUCAM3 - A gamma camera based on segmented monolithic CdZnTe detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 49(4): 1728-1732.
- Eisen, Y., A. Shor and I. Mardor (2003). "CdTe and CdZnTe X-ray and gamma-ray detectors for imaging systems." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Eisen, Y., A. Shor and I. Mardor (2004). "CdTe and CdZnTe X-ray and gamma-ray detectors for imaging systems." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(3): 1191-1198.
- Floyd, C. E., R. J. Jaszczak, C. C. Harris and R. E. Coleman (1984). "Energy and Spatial-Distribution of Multiple Order Compton Scatter in Spect - a Monte-Carlo Investigation." Physics in Medicine and Biology 29(10): 1217-1230.
- Freud, N., P. Duvauchelle and D. Babot (2003). "New developments in virtual X-Ray imaging: fast simulation using a deterministic approach." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 222: 285-300.
- Gagnon, D., M. S. Penn, D. Lee, J.-L. Urbain, C.-H. Tung, B. Kline, P. J. Bender, et al. (2002). "Use of SOLSTICE rotating-slat solid-state camera for small animal imaging." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Gantet, P., R. deLagrevol, B. Danet, F. delaBarre and R. Guiraud (1997). "Simulation study of the influence of collimator defects on the uniformity of scintigraphic images." Physics in Medicine and Biology 42(3): 603-609.
- Gillen, G. J., T. E. Hilditch and A. T. Elliott (1988). "Nonisotropic point spread function as a result of collimator design and manufacturing defects." Journal of Nuclear Medicine 29(6): 1096-1100.

- Giokaris, N.,G. Loudos,D. Maintas,A. Karabarbounis,V. Spanoudaki,E. Stiliaris,S. Boukis, et al. (2004). "Crystal and collimator optimization studies of a high-resolution gamma-camera based on a position sensitive photomultiplier." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 527(1-2): 134-139.

- Glière, A. (1998). "Sindbad: From CAD Model to Synthetic Radiographs." Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, ed. By D.O.Thompson and D.E.Chimenti Vol. 17: 387-394.

- Gordon, R., R. Bender and G. T. Herman (1970). "Algebraic Reconstruction Techniques (Art) for 3-Dimensional Electron Microscopy and X-Ray Photography." Journal of Theoretical Biology 29(3): 471-&.

- Grangeat, P. (2002). "La tomographie." Lavoisier.

- Griesmer, J. J., B. Kline, J. Grosholz, K. Parnham and D. Gagnon (2001). "Performance evaluation of a new CZT detector for nuclear medicine: Soltice." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

- Griesmer, J. J., J. Radachy, K. Manley, J. M. Hayes and D. Gagnon (2002). "Maximum area sampling scheme for SOLSTICE rotating slat collimator system." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

- Gros d'Aillon, E. (2005). "Etude des performances spectrométriques des détecteurs gamma CdZnTe / CdTe monolithiques." Thèse de l'université Joseph Fourier

- Gros d'Aillon, E., M. C. Gentet, G. Montemont, J. Rustique and L. Verger (2005). "Simulation and experimental results on monolithic CdZnTe gamma-ray detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 52(6): 3096-3102.

- Guerin, L., L. Verger, V. Rebuffel and O. Monnet (2006). "A New Architecture for Pixellated solid state gamma camera used in nuclear medicine." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

- Guillemaud, R., J. Tabary, P. Hugonnard, F. Mathy, A. Koenig and G. A. (2003). "SINDBAD : a multi-purpose and scalable X-ray simulation tool for NDE and medical imaging." Physics in Signal and Image Processing (PSIP).

- Gullberg, G. T. and G. S. L. Zeng (2005). "Cardiac single-photon emission-computed tomography using combined cone-beam/fan-beam collimation." IEEE Transactions on Nuclear Science 52(1): 143-153.

- Harrison, R. L., S. D. Vannoy, D. R. Haynor, S. B. Gillispie, M. S. Kaplan and T. K. Lewellen (1993). "Preliminary Experience With The Photon History Generator Module Of A Public-domain Simulation System For Emission Tomography." IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record.

- Hebert, T., R. Leahy and M. Singh (1987). "Maximu likelihood reconstruction for a prototype electronically collimated single photon emission system." In Proceeding SPIE Medical Imaging 767: 77-83.

- Hebert, T. J. and R. Leahy (1992). "Statistic-Based Map Image-Reconstruction from Poisson Data Using Gibbs Priors." IEEE Transactions on Signal Processing 40(9): 2290-2303.
- Hirayama, H., Y. Namito, A. F. Bielajew, S. J. Wilderman and W. R. Nelson (2007). "The EGS5 Code System." SLAC-Report-730
- Hudson, H. M. and R. S. Larkin (1994). "Accelerated Image-Reconstruction Using Ordered Subsets of Projection Data." IEEE Transactions on Medical Imaging 13(4): 601-609.
- Hwang, A. B., K. Iwata and B. H. Hasegawa (2001). "Simulation of depth of interaction effects for pinhole SPECT." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Iltis, A., M. R. Mayhugh, P. Menge, C. M. Rozsa, O. Selles and V. Solovyev (2006). "Lanthanum halide scintillators: Properties and applications." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 563(2): 359-363.
- Inanc, F. (2002). "Scattering and Its Role in Radiography Simulations." NonDestructive Testing & Evaluating (NDT&E) International 35(8): 581-593.
- Ivanov, V., L. Alekseeva, P. Dorogov and A. Loutchanski (2004). "Correlation between quality of CZT crystals and spectrometric performance of hemispherical radiation detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Jan, S. (2002). "Simulateur Monte Carlo et caméra à xénon liquide pour la Tomographie à Emission de Positons." Thèse de l'université Joseph Fourier
- Jan, S., G. Santin, D. Strul, S. Staelens, K. Assie, D. Autret, S. Avner, et al. (2004). "GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT." Physics in Medicine and Biology 49(19): 4543-4561.
- Jaszczack, R. J., J. Li and H. Wang (1994). "Pinhole collimation for ultra-high-resolution." Physics in Medicine and Biology 39: 4-37.
- Jaszczak, R. J., K. L. Greer, C. E. Floyd, S. H. Manglos and R. E. Coleman (1988). "Imaging characteristics of a high resolution cone beam collimator." IEEE Transactions on Nuclear Science 35(1): 644-648.
- Jeanguillaume, C., S. Begot, M. Quartuccio, A. Douiri and P. Ballongue (2000). "From whole-body counting to imaging: The computer aided collimation gamma camera project (CACAO)." Radiation Protection Dosimetry 89(3-4): 349-352.
- Jeanguillaume, C., S. Begot, M. Quartuccio, A. Douiri, D. Franck, P. Pihet and P. Ballongue (2000). "A fast algorithm for computer aided collimation gamma camera (CACAO)." IEEE Transactions on Nuclear Science 47(4): 1541-1542.
- Jeanguillaume, C., M. Quartuccio, S. Begot, A. Douiri, D. Franck, F. Ricolfi, P. Ballongue, et al. (2002). "Emission tomography with a large-hole collimator (CACAO): A possible new way to improve radionuclide imaging." Journal of Computer Assisted Tomography 26(6): 1057-1062.

- Jeanguillaume, C., M. Quartuccio, A. Douiri, S. Begot and P. Ballongue (1999). "A new deconvolution algorithm brings "CACAO" beyond expectations." European Journal of Nuclear Medicine 26(9): 1040-1040.
- Jiang, M. and G. Wang (2003). "Convergence of the simultaneous algebraic reconstruction technique (SART)." IEEE Transactions on Image Processing 12(8): 957-961.
- Johnson, E. L., R. J. Jaszczak, H. Wang, J. Li, K. L. Greer and R. E. Coleman (1995). "Pinhole Spect for Imaging in-111 in the Head." IEEE Transactions on Nuclear Science 42(4): 1126-1132.
- Kastis, G. A., H. B. Barber, H. H. Barrett, S. J. Balzer, D. Lu, D. G. Marks, G. Stevenson, et al. (2000). "Gamma-ray imaging using a CdZnTe pixel array and a high-resolution, parallel-hole collimator." IEEE Transactions on Nuclear Science 47(6): 1923-1927.
- Kastis, G. A., M. C. Wu, S. J. Balzer, D. W. Wilson, L. R. Furenlid, G. Stevenson, H. B. Barber, et al. (2002). "Tomographic small-animal imaging using a high-resolution semiconductor camera." IEEE Transactions on Nuclear Science 49(1): 172-175.
- Kawrakow, I. and D. W. O. Rogers (2006). "The EGSnrc Code System." NRCC Report PIRS-701
- Keller, E. L. (1968). "Optimum dimensions of parallel-hole, multi-aperture collimators for gamma-ray cameras." Journal of Nuclear Medicine 9(6): 233-5.
- Keyes, W. I. (1975). "Fan-Beam Gamma Camera." Physics in Medicine and Biology 20(3): 489-491.
- Koenig, A., P. Hugonnard and G. A. (2000). "Recent improvements in SINDBAD, a simulation tool for X-ray Non-Destructive Testing." World Conference Nondestructive Testing (WCNDT) Roma.
- Kubo, N., S. Zhao, Y. Fujiki, A. Kinda, N. Motomura, C. Katoh, T. Shiga, et al. (2005). "Evaluating performance of a pixel array semiconductor SPECT system for small animal imaging." Annual Nuclear Medicine 19(7): 633-9.
- Lackas, C., N. U. Schramm, J. W. Hoppin, U. Engeland, A. Wirrwar and H. Halling (2005). "T-SPECT: A novel imaging technique for small animal research." IEEE Transactions on Nuclear Science 52(1): 181-187.
- Lalush, D. S. and A. J. DiMeo (2002). "An observer study evaluating dual-plane circular-orbit cone-beam brain SPECT." Journal of Nuclear Medicine 43(11): 1578-83.
- Lalush, D. S. and B. M. W. Tsui (1992). "Simulation Evaluation of Gibbs Prior Distributions for Use in Maximum a-Posteriori Spect Reconstructions." IEEE Transactions on Medical Imaging 11(2): 267-275.
- Lange, K. (1990). "Convergence of Em Image-Reconstruction Algorithms with Gibbs Smoothing." IEEE Transactions on Medical Imaging 9(4): 439-446.

- Lange, K. and R. Carson (1984). "EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography." Journal Computed of Assisted Tomographie 8: 306-316.
- Lazaro, D. (2003). "Validation de la plate-forme de simulation GATE en Tomographie d'Émission Monophotonique et application au développement d'un algorithme de reconstruction 3D complète." Thèse de l'université Blaise Pascal
- Lebrun, F., J. P. Leray, P. Laurent, P. DeAntoni and C. Blondel (1996). "A CdTe gamma-camera for the space observatory INTEGRAL: Software charge-loss corrections." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 380(1-2): 414-418.
- LeFree, M. T., R. A. Vogel, D. L. Kirch and P. P. Steele (1981). "Seven-pinhole tomography-A technical description." Journal of Nuclear Medicine 22: 48-54.
- Levin, C. S. (2003). "Detector design issues for compact nuclear emission cameras dedicated to breast imaging." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 497(1): 60-74.
- Levin, C. S., E. J. Hoffman, M. P. Tornai and L. R. MacDonald (1997). "PSPMT and photodiode designs of a small scintillation camera for imaging malignant breast tumors." IEEE Transactions on Nuclear Science 44(4): 1513-1520.
- Ljungberg, M. and S. E. Strand (1989). "A Monte Carlo program for the simulation of scintillation camera characteristics." Comput Methods Programs Biomed 29(4): 257-72.
- Lodge, M. A., D. M. Binnie, M. A. Flower and S. Webb (1995). "The Experimental Evaluation of a Prototype Rotating Slit Collimator for Planar Gamma-Camera Imaging." Physics in Medicine and Biology 40(3): 427-448.
- Lodge, M. A., S. Webb, M. A. Flower and D. M. Binnie (1996). "A prototype rotating slit collimator for single photon emission computed tomography." IEEE Transactions on Medical Imaging 15(4): 500-511.
- Lowe, D., A. Truman, H. Kwok and A. Bergman (2002). "Optimisation of the design of round-hole parallel collimators for ultra-compact nuclear medicine imaging." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 488(1-2): 428-440.
- Luke, P. N., M. Amman and J. S. Lee (2003). "Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- MacDonald, L. R., B. E. Patt, J. S. Iwanczyk, B. M. W. Tsui, Y. C. Wang, E. C. Frey, D. E. Wessell, et al. (2001). "Pinhole SPECT of mice using the LumaGEM gamma camera." IEEE Transactions on Nuclear Science 48(3): 830-836.
- Mahmoud, B., H. BedouiM, R. Raychev and H. Essabbah (2004). "Nuclear medical image treatment system based on FPGA in real time." International Journal of signal processing 1(1): 61-64.

- Makarova, O. V., D. C. Mancini, N. Moldovan, R. Divan, C. M. Tang, D. G. Ryding and R. H. Lee (2003). "Microfabrication of freestanding metal structures using graphite substrate." Sensors and Actuators a-Physical 103(1-2): 182-186.
- Makarova, O. V., V. N. Zyryanov, R. Divan, D. C. Mancini and C. M. Tang (2004). "Fabrication of grids and collimators using SU-8 as a mold." Microsystem Technologies-Micro-and Nanosystems-Information Storage and Processing Systems 10(6-7): 536-539.
- Malmin, R. E., P. C. Stanley and W. R. Guth (1990). "Collimator angulation error and its effect on SPECT." Journal of Nuclear Medicine 31(5): 655-659.
- Martz, H., Aufderheide MB. (2000). "HADES-CCG, a new tomographic reconstruction code." Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation (QNDE) 20: 724-731.
- Mathy, F., A. Gliere, E. G. d'Aillon, P. Masse, M. Picone, J. Tabary and L. Verger (2004). "A three-dimensional model of CdZnTe gamma-ray detector and its experimental validation." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(5): 2419-2426.
- Mathy, F. and R. Guillemaud (2002). "Experimental validation of a coupled photon Monte Carlo and CAD software." The e-journal of Nondestructive Testing 7(12).
- Mestais, C., R. Allemand, O. Peyret and E. Tournier (2004). "Les compromis physiques de la détection nucléaire, incidence sur la conception des caméras." Médecine nucléaire - Imagerie fonctionnelle et métabolique 18: 303-309.
- Mestais, C., N. Baffert, J. P. Bonnefoy, A. Chapuis, A. Koenig, O. Monnet, P. O. Buffet, et al. (2001). "A new design for a high resolution, high efficiency CZT gamma camera detector." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 458(1-2): 62-67.
- Miller, M. I., D. L. Snyder and M. T.R. (1985). "Maximum-Likelihood reconstruction for Single-Photon Emission Computed-Tomography." IEEE Transactions on Nuclear Science: 769-778.
- Montemont, G., M. C. Gentet, O. Monnet, J. Rustique and L. Verger (2007). "Simulation and Design of Orthogonal Capacitive Strip CdZnTe Detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science accepted for publication.
- Montemont, G., J. P. Rostaing and L. Verger (2003). "Experimental comparison of discrete and CMOS charge sensitive preamplifiers for CZT radiation detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 50(4): 936-941.
- Moore, S. C., K. Kouris and I. Cullum (1992). "Collimator Design for Single Photon-Emission Tomography." European Journal of Nuclear Medicine 19(2): 138-150.
- Moszynski, M., M. Kapusta, M. Balcerzyk, M. Szawlowski, D. Wolski, I. Wegrzecka and M. Wegrzecki (2001). "Comparative study of avalanche photodiodes with different structures in scintillation detection." IEEE Transactions on Nuclear Science 48(4): 1205-1210.

- Muehlechner, G., J. Dudek and R. Moyer (1976). "Influence of Hole Shape on Collimator Performance." Physics in Medicine and Biology 21(2): 242-250.
- Muehlechner, G. and H. Luig (1973). "Septal Penetration in Scintillation Camera Collimators." Physics in Medicine and Biology 18(6): 855-862.
- Mueller, K. and R. Yagel (2000). "Rapid 3-D cone-beam reconstruction with the simultaneous algebraic reconstruction technique (SART) using 2-D texture mapping hardware." IEEE Transactions on Medical Imaging 19(12): 1227-1237.
- Nagel, H. H. (1964). "Die Berechnung von Elektron-Photon-Kaskaden in Blei mit Hilfe der Monte-Carlo Methode." Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen reidrich-Wilhelms-Universität, Bonn.
- Ochoa, A. V., L. Ploux, R. Mastrippolito, Y. Charon, P. Laniece, L. Pinot, R. Siebert, et al. (1996). "TOHR, a new approach for high resolution tomographic imaging." Journal of Nuclear Medicine 37(5): 1425-1425.
- Ochoa, A. V., L. Ploux, R. Mastrippolito, Y. Charon, P. Laniece, L. Pinot and L. Valentin (1997). "An original emission tomograph for in vivo brain imaging of small animals." IEEE Transactions on Nuclear Science 44(4): 1533-1537.
- Ogawa, K., T. Kawade, K. Nakamura, A. Kubo and T. Ichihara (1998). "Ultra high resolution pinhole SPECT for small animal study." IEEE Transactions on Nuclear Science 45(6): 3122-3126.
- Ogawa, K. and M. Muraishi (2006). "Simulation Study on an Ultra-High Resolution SPECT with CdTe Detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Ogawa, K., A. Ohta, K. Shuto, N. Motomura, H. Kobayashi, S. Makino, T. Nakahara, et al. (2006). "Development of Semiconductor Gamma-Camera System with CdZnTe Detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Pani, R., M. N. Cinti, R. Pellegrini, F. De Notaristefani, P. Bennati, M. Betti, G. Trotta, et al. (2005). "LaBr₃:Ce scintillation camera." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Pani, R., F. Denotaristefani, K. Blazek, P. Maly, R. Pellegrini, A. Pergola, A. Soluri, et al. (1994). "Multicrystal Yap-Ce Detector System for Position-Sensitive Measurements." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 348(2-3): 551-558.
- Pani, R., R. Pellegrini, M. N. Cinti, P. Bennati, M. Betti, V. Casali, O. Schillaci, et al. (2006). "Recent advances and future perspectives of gamma imagers for scintimammography." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 569(2): 296-300.
- Pani, R., R. Pellegrini, A. Soluri, G. Trotta, A. Pergola, P. T. Durrant, M. Dallimore, et al. (1997). "8 inch diameter PSPMT for gamma ray imaging." IEEE Nuclear Science Symposium.

- Park, M.-A., M. F. Kijevvski and S. C. Moore (2003). "Evaluation of ultra-short focusing cone-beam collimators for SPECT brain imaging." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Petrillo, M., J. Ye, J. Vesel, L. Shao, H. Wieczorek and A. Goedicke (2004). "Imaging performance of tiled solid-state detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Picone, M. (2002). "Contribution à la simulation tridimensionnelle de détecteurs semiconducteurs en spectrométrie gamma." Thèse de l'université Joseph Fourier
- Quartuccio, M., D. Franck, P. Pihet, S. Begot and C. Jeanguillaume (2000). "Computer assisted collimation gamma camera: A new approach to imaging contaminated tissues." Radiation Protection Dosimetry 89(3-4): 343-348.
- Richter, M. and P. Siffert (1992). "High-Resolution Gamma-Ray Spectroscopy with Cdte Detector Systems." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 322(3): 529-537.
- Sakai, E. (1982). "Present Status of Room-Temperature Semiconductor-Detectors." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research 196(1): 121-130.
- Salvat, F., J. Fernandez-Varea and J. Sempau (2006). "PENELOPE, a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport." Report NEA (Nuclear Energy Agency) No. 6222
- Santin, G., D. Strul, D. Lazaro, L. Simon, M. Krieguer, M. V. Martins, V. Breton, et al. (2003). "GATE: A Geant4-based simulation platform for PET and SPECT integrating movement and time management." IEEE Transactions on Nuclear Science 50(5): 1516-1521.
- Santin, G., D. Strul, D. Lazaro, L. Simon, M. Krieguer, M. Vieira Martins, V. Breton, et al. (2002). "GATE, a Geant4-based simulation platform for PET integrating movement and time management." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Scheiber, C. (2000). "CdTe and CdZnTe detectors in nuclear medicine." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 448(3): 513-524.
- Scheiber, C. and G. C. Giakos (2001). "Medical applications of CdTe and CdZnTe detectors." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 458(1-2): 12-25.
- Schramm, N., T. Schurrat, M. Behe, C. Lackas, J. Hoppin, G. Ebel and T. M. Behr (2004). "Multi-pinhole small animal SPECT." European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging 31: S236-S236.
- Schramm, N. U., M. Behe, T. Schurrat, U. Engeland, G. Ebel and T. M. Behr (2003). "Multi-pinhole spect: Recent results of an animal imaging system." Journal of Nuclear Medicine 44(5).

- Sempau, J., J. M. Fernandez-Varea, E. Acosta and F. Salvat (2003). "Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 207(2): 107-123.
- Seret, A. and M. Defrise (2004). "la tomoscintigraphie avec gamma-camera commerciale munie d'un collimateur sténopé: aspects techniques et méthodes de reconstruction." Médecine nucléaire - Imagerie fonctionnelle et métabolique 28: 493-506.
- Shah, K. S., R. Farrell, R. Grazioso, E. S. Harmon and E. Karplus (2002). "Position-sensitive avalanche photodiodes for gamma-ray imaging." IEEE Transactions on Nuclear Science 49(4): 1687-1692.
- Shepp, L. A. and Y. Vardi (1982). "Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography." IEEE Transactions on Medical Imaging 1: 113-121.
- Shor, A., Y. Eisen and I. Mardor (2001). "Spectroscopy with pixelated CdZnTe gamma detectors - experiment versus theory." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 458(1-2): 47-54.
- Shor, A., Y. Eisen and I. Mardor (2004). "Gamma spectroscopy with pixelated CdZnTe detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(3): 1204-1208.
- Sire, P., P. Grangeat and J. P. Gorius (1994). "Evaluation of a cone-beam SPECT system for brain imaging." IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record.
- Smith, M. F. and R. J. Jaszczak (1998). "An analytic model of pinhole aperture penetration for 3D pinhole SPECT image reconstruction." Physics in Medicine and Biology 43(4): 761-775.
- Smith, M. F., R. J. Jaszczak and R. E. Coleman (1997). "Use of an analytic model of pinhole aperture penetration for resolution recovery in I-131 pinhole SPECT." Journal of Nuclear Medicine 38(5): 210-210.
- Smith, M. F., R. J. Jaszczak and H. L. Wang (1997). "Pinhole aperture design for I-131 tumor imaging." IEEE Transactions on Nuclear Science 44(3): 1154-1160.
- Smith, M. F., S. Majewski and A. G. Weisenberger (2003). "Optimizing pinhole and parallel hole collimation for scintimammography with compact pixellated detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 50(3): 321-326.
- Song, T. Y., Y. Choi, J. H. Jung, B. J. Min, K. J. Hong, Y. S. Choe, K. H. Lee, et al. (2005). "Performance amelioration for small animal SPECT using optimized pinhole collimator and image correction technique." IEEE Transactions on Nuclear Science 52(5): 1396-1400.
- Szeles, C. (2004). "Advances in the crystal growth and device fabrication technology of CdZnTe room temperature radiation detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(3): 1242-1249.

- Tabary, J., Glière A. (2000). "Coupling Photon Monte Carlo Simulation and CAD Software. Application to X-ray Nondestructive Evaluation." MONTE CARLO.
- Tabary, J., R. Guillemaud, F. Mathy, A. Gliere and P. Hugonnard (2004). "Combination of high resolution analytically computed uncollided flux images with low resolution Monte Carlo computed scattered flux images." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(1): 212-217.
- Tabary, J., Hugonnard, P., Mathy, F., Guillemaud, R. (2004). "Recent improvements for scatter simulation in SINDBAD, a coupled photon Monte Carlo and CAD software." World Conference Nondestructive Testing (WCNDT) Montréal.
- Tamda, N., A. Bakkali, H. Boulahdour, M. Parmentier, A. Pousse, B. Kastler and J. Chavanelle (2006). "Feasibility study of a gamma-ray detector based on square PSPMT array for breast cancer imaging." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 557(2): 537-543.
- Tenney, C. R. (2000). "Gold pinhole collimators for ultra-high resolution Tc-99m small volume SPECT." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Thompson, C. J., J. Morenocantu and Y. Picard (1992). "Petsim - Monte-Carlo Simulation of All Sensitivity and Resolution Parameters of Cylindrical Positron Imaging-Systems." Physics in Medicine and Biology 37(3): 731-749.
- Tillack, G. R., C. Bellon and C. Nockeman (1995). "Computer simulation of radiographic process - a study of complex component and defect geometry." Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation (QNDE) 14: 665-672.
- Tillack, G. R., C. Nockeman and C. Bellon (2000). "X ray Modeling For industrial Applications." Nondestructive Testing & Evaluating (NDT&E) International 33: 481-488.
- Tornai, M. P., B. E. Patt, J. S. Iwanczyk, C. S. Levin and E. J. Hoffman (1997). "Discrete scintillator coupled mercuric iodide photodetector arrays for breast imaging." IEEE Transactions on Nuclear Science 44(3): 1127-1133.
- Tsui, B. M. W., G. T. Gullberg, E. R. Edgerton and D. R. Gilland (1986). "Design and Clinical Utility of a Fan Beam Collimator for SPECT Imaging of the Head." Journal of Nuclear Medicine 27: 810-819.
- van der Have, F. and F. J. Beekman (2004). "Photon penetration and scatter in micro-pin-hole imaging: a Monte Carlo investigation." Physics in Medicine and Biology 49(8): 1369-1386.
- Van Holen, R., S. Vandenberghe, S. Staelens, Y. D'Asseler and I. Lemahieu (2007). "Contrast noise behaviour of a rotating slat collimated gamma camera." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 571(1-2): 274-277.
- Vastenhouw, B. and F. Beekman (2007). "Submillimeter total-body murine imaging with U-SPECT-I." Journal of Nuclear Medicine 48(3): 487-493.

- Verger, L., J. P. Bonnefoy, P. Glasser and P. Ouvrier-Buffet (1996). "New developments in CdTe and CdZnTe detectors for X and gamma-ray applications." Journal of Electronic Materials 26: 738-744.
- Verger, L., A. C. Gentet, L. Gerfault, R. Guillemaud, C. Mestais, O. Monnet, G. Montemont, et al. (2004). "Performance and perspectives of a CdZnTe-based gamma camera for medical imaging." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(6): 3111-3117.
- Vogel, R. A., D. Kirch, M. LeFree and P. Steele (1978). "A new method of multiplanar emission tomography using a seven pinhole collimator." Journal of Nuclear Medicine 19: 648-654.
- Wagenaar, D. J., S. Chowdhury, J. C. Engdahl and D. D. Burckhardt (2003). "Planar image quality comparison between a CdZnTe prototype and a standard NaI(Tl) gamma camera." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment 505(1-2): 586-589.
- Wallis, J. W. and T. R. Miller (1997). "An optimal rotator for iterative reconstruction." IEEE Transactions on Medical Imaging 16(1): 118-123.
- Wieczorek, H. and A. Goedicke (2006). "Analytical Model for SPECT Detector Concepts." IEEE Transactions on Nuclear Science 53(03).
- Xu, J. (1994). "Recent developments in the X-Ray radiography simulation code XRSIM." Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, 19A, ed. by D.O. Thomson and D. Chimenti 13: 557.
- Yamamoto, S. (2006). "Resolution improvement using a fiber optic plate for a small field-of-view NaI(Tl) gamma camera." IEEE Transactions on Nuclear Science 53(1): 49-53.
- Yanch, J. C. and A. B. Dobrzeniecki (1993). "Monte Carlo simulation in SPECT: complete 3D modeling of source, collimator and tomographic data acquisition." IEEE Transactions on Nuclear Science 40(2): 198-203.
- Ye, J. H., Z. R. Liang and D. P. Harrington (1994). "Quantitative Reconstruction for Myocardial Perfusion Spect - an Efficient Approach by Depth-Dependent Deconvolution and Matrix Rotation." Physics in Medicine and Biology 39(8): 1263-1279.
- Zaidi, H. (1999). "Relevance of accurate Monte Carlo modeling in nuclear medical imaging." Medical Physics 26(4): 574-608.
- Zeng, G. L. (2001). "Image reconstruction - a tutorial." Computerized Medical Imaging and Graphics 25(2): 97-103.
- Zeng, G. L. and D. Gagnon (2003). "A sparse collimator for a rotating strip SPECT camera." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- Zeng, G. L. and D. Gagnon (2004). "Image reconstruction algorithm for a SPECT system with a convergent rotating slat collimator." IEEE Transactions on Nuclear Science 51(1): 142-148.

- Zeng, G. S. L. and D. Gagnon (2004). "Image reconstruction algorithm for a spinning strip CZT SPECT camera with a parallel slat collimator and small pixels." Medical Physics 31(12): 3461-3473.

- Zhang, X. (2006). "Reconstruction et Régularisation en Tomographie par une Méthode de Fourier Basée sur la Variation Totale." Université de Bretagne-Sud

Sites Internet

internet@I-1	http://nrd.irsrn.org/about3.php
internet@II-2	http://www.eurorad.com/
internet@II-3	http://www.acrorad.co.jp/us/index.html
internet@II-4	http://www.detectors.saint-gobain.com/
internet@II-5	http://www.evproducts.com/
internet@II-6	http://www.orbotech.com
internet@II-7	http://www.yinnel.com/
internet@II-8	http://www.redlen.com/
internet@II-9	http://www.nuclearfields.com/home.html
internet@II-10	http://tecomet.com/
internet@II-11	http://www.fonderie-de-gentilly.com/
internet@II-12	http://www.lempax.com/
internet@II-13	http://www.milabs.com/
internet@III-14	http://www.ndetechnologies.com/catalog3.0.html
internet@III-15	http://tams-www.informatik.uni-hamburg.de/applets/hades/webdemos/index.html
internet@III-16	http://www.irs.inms.nrc.ca/EGSnrc/pirs701/index.html
internet@III-17	http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5.html
internet@III-18	http://mcnp-green.lanl.gov/
internet@III-19	http://mcnpx.lanl.gov/

- internet@III-20 <http://www.nea.fr/html/dbprog/peneloperef.html>
- internet@III-21 <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- internet@III-22 <http://www.radfys.lu.se/simind/>
- internet@III-23 http://depts.washington.edu/simset/html/simset_main.html
- internet@III-24 <http://opengatecollaboration.healthgrid.org/>
- internet@III-25 <http://www.guillemet.org/irene/cours>

- internet@IV-26 <http://www.detectors.saint-gobain.com/>
- internet@IV-27 <http://www.ni.com/labview/>
- internet@IV-28 <http://www.cardiarc.com/>
- internet@IV-29 <http://www.spectrum-dynamics.com/products/d-spect.html>

Publications et autres travaux

Ce travail de thèse a donné lieu aux travaux suivants :

Publications

Guérin, L., L. Verger, V. Rebuffel and O. Monnet (2006). "A New Architecture for Pixellated solid state gamma camera used in nuclear medicine." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

Mathy, F., L. Guérin, O. Monnet, G. Montemont and L. Verger (2006). "Dimensioning A Versatile CdZnTe Small Field Of View Gamma-Camera With SINDBAD, a Mixed Analytical-Monte Carlo Simulation Tool." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

Brevet

Brevet n°B15725.3PM

- Titre « Gamma caméra utilisant la profondeur d'interaction dans un détecteur »
- Auteurs : Guérin Lucie, Rebuffel Véronique, Verger Loïck.

Conférences :

Ces travaux ont fait l'objet d'une présentation :

- sous forme de **poster** à la conférence «Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and 15th International Room Temperature Semiconductor Detector Workshop» (San Diego, octobre 2006) et d'une publication dans la revue IEEE Transactions on Nuclear Science.

- sous forme de **présentation orale** au 45^{èmes} Journées Scientifiques de la SFPM (Société Française de physique Médicale) (Lyon, mai 2007).

Annexe I :

Présentation de l'effet photoélectrique et de la diffusion Compton

Cette annexe a pour but de présenter succinctement les deux principales interactions des photons avec la matière, aux énergies des principaux radionucléides utilisés : l'interaction par effet photoélectrique et l'interaction par diffusion Compton (ou diffusion incohérente). La diffusion Rayleigh (ou diffusion cohérente) n'est pas présentée car sa proportion est négligeable aux énergies considérées en médecine nucléaire devant celle de l'effet photoélectrique et de la diffusion Compton.

I L'effet photoélectrique

Lors d'une interaction par effet photoélectrique, le photon cède son intégralité de son énergie E_i à un électron lié à un atome. Cet électron, alors nommé photoélectron, est éjecté avec une énergie cinétique $E_{cin} = E_i - E_l$, où E_l est l'énergie de liaison de l'électron de sa couche électronique d'origine (Figure Annexe I-169).

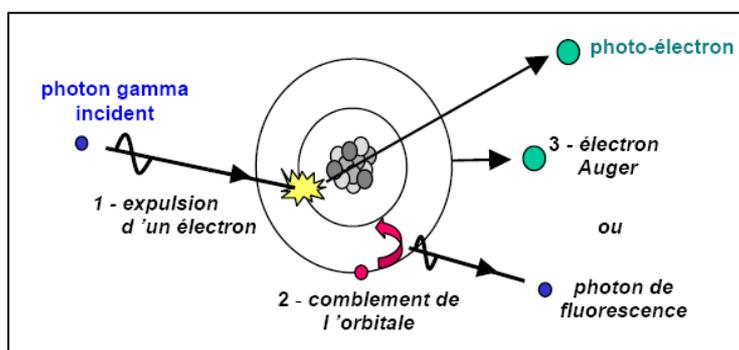


Figure Annexe I-169 : L'effet photoélectrique.

A la suite de cette interaction, le cortège électronique de l'atome se réorganise et l'atome émet des rayons X caractéristiques ou des électrons d'Auger d'énergie caractéristique. La

section efficace photoélectrique dépend fortement de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur.

II La diffusion Compton

Lors d'une interaction par diffusion Compton, le photon cède une partie de son énergie E_i à un électron faiblement lié à un atome. Ce photon est alors dévié de sa trajectoire initiale d'angle angle de diffusion θ . Dans le processus, la part de l'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au voisinage du point d'interaction. Le reste, diffusé, est transporté beaucoup plus loin (Figure Annexe I-170).

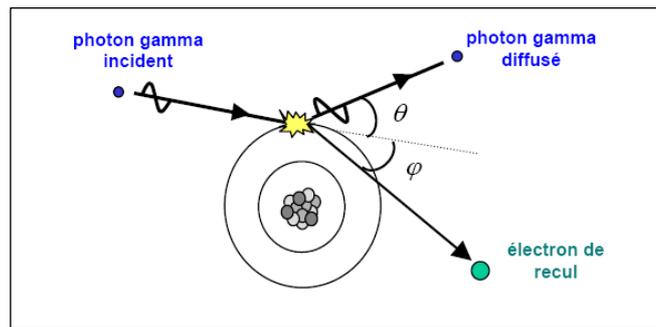


Figure Annexe I-170 : La diffusion Compton.

Selon les lois de conservation de l'énergie, le photon diffusé possède l'énergie E_{diff} suivante :

$$E_{\text{diff}} = \frac{E_i}{1 + \xi(1 - \cos\theta)} \quad \text{Équation Annexe I-51}$$

avec un paramètre ξ exprimant le rapport entre l'énergie du photon incident E_i et l'énergie de masse de l'électron (m_0c^2).

$$\xi = \frac{E_i}{m_0c^2} = \frac{E_i(\text{keV})}{511} \quad \text{Équation Annexe I-52}$$

Dans l'Équation Annexe I-51, l'énergie de liaison de l'électron est négligée car l'effet Compton concerne les électrons faiblement lié à l'atome, donc des couches électronique externe. L'énergie diffusée est maximale pour $\theta = 0^\circ$ et minimale pour $\theta = 180^\circ$, qui correspond au phénomène de rétrodiffusion.

La distribution angulaire des photons diffusé dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ par rapport à la direction du photon incident, est obtenue à partir de la section efficace différentielle par électron, dont la formule théorique est donnée par Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = r_0^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + \xi(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\xi^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \xi(1 - \cos\theta))} \right) \quad \text{Équation Annexe I-53}$$

où $r_0 = 2,818 \text{ fm}$ est la rayon classique de l'électron.

Annexe II :

Les formules analytiques de quelques collimateurs

Cette annexe a pour but de présenter les formules mathématiques analytiques permettant d'évaluer la résolution spatiale et l'efficacité d'un collimateur pinhole, d'un collimateur à trous parallèles, d'un collimateur convergent ou encore d'un collimateur multifentes.

I Le collimateur pinhole

Les formules analytiques de la résolution spatiale et l'efficacité des collimateurs pinhole sont synthétisées dans [Anger, 1967] [Smith, et al., 2003] [Seret, et al., 2004] et [Wieczorek, et al., 2006]. Rappelons que ce collimateur est constitué d'une ouverture circulaire au bout d'un blindage conique (Figure Annexe II-171). L'ouverture circulaire est caractérisée par son diamètre (d) et son angle d'acceptance (α). Cette ouverture est placée à une distance du détecteur (a), appelée distance focale. Et la source est placée à une distance (b) de l'ouverture du collimateur.

Le collimateur pinhole possède un facteur de grandissement (G), égal au rapport entre la distance focale et la distance entre la source et le l'ouverture (Équation Annexe II-54).

$$G = \frac{a}{b} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe II-54} \end{array}$$

La résolution spatiale du collimateur pinhole (R_{coll}) est donnée par l'Équation Annexe II-55, et l'efficacité du collimateur pinhole (S_{coll}) par l'Équation Annexe II-56 :

$$R_{\text{coll}} = \frac{d_e (a + b)}{a} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe II-55} \end{array}$$

$$S_{\text{coll}} = d_e^2 \frac{\cos^3 \theta_1}{16b^2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe II-56} \end{array}$$

avec θ_1 est l'angle des photons atteignant le détecteur par rapport à la normale du détecteur, et d_e est le diamètre effectif de l'ouverture, c'est-à-dire un diamètre tenant compte de la pénétration par l'ouverture. Ce diamètre effectif est calculée en tenant compte du diamètre

(d), de l'angle d'acceptance (α) et du coefficient d'atténuation linéique μ du matériau constituant le collimateur (Équation Annexe II-57).

$$d_e = \sqrt{d \left(a + \frac{2}{\mu} \tan \frac{\alpha}{2} \right)}$$

Équation
Annexe II-57

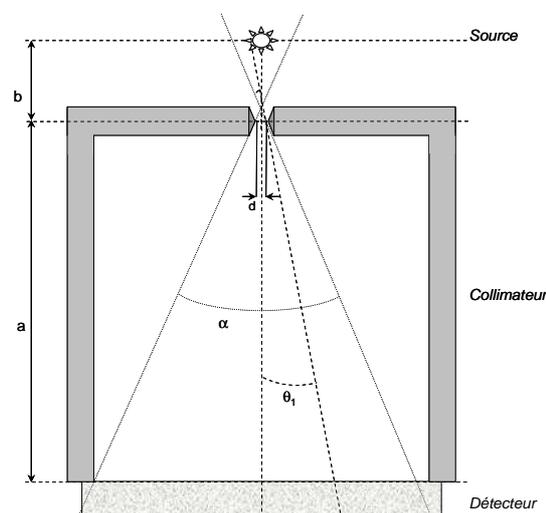


Figure Annexe II-171 : Schéma d'un collimateur pinhole.

II Le collimateur à trous parallèles

Les formules analytiques de la résolution spatiale et l'efficacité des collimateurs orthogonal à trous parallèles sont synthétisées dans [Keller, et al., 1967] [Moore, et al., 1992] [de Lagrevol, et al., 1995] [Smith, et al., 2003] [Wieczorek, et al., 2006].

Rappelons que le collimateur à trous parallèles est un collimateur dont les trous sont parallèles entre eux et orientés orthogonalement à la surface de détection. Ainsi seuls les photons incidents de direction normale à la surface de détection atteignent le détecteur. Ce collimateur se caractérise par le diamètre de ses trous (d), l'épaisseur septale (s), et hauteur septale (a) (Figure Annexe II-172). Le collimateur est placé à une distance c du centre du détecteur et la source est placée à la distance (b) de l'ouverture du collimateur.

Ce collimateur ne possède pas de facteur de grandissement ($G = 1$). La résolution spatiale du collimateur (R_{coll}) est donnée par l'Équation Annexe II-58, et l'efficacité du collimateur (S_{coll}) par l'Équation Annexe II-59.

$$R_{\text{coll}} = \frac{d(a_e + b + c)}{a_e}$$

Équation
Annexe II-58

$$S_{\text{coll}} = K^2 \cdot \left[\frac{d^2}{a_e \cdot (d + s)} \right]^2$$

Équation
Annexe II-59

avec a_e la longueur effective des septa, c'est-à-dire une hauteur tenant compte de la pénétration septale. Cette longueur effective des septa est calculée en tenant compte de la hauteur du collimateur (a) et du coefficient d'atténuation linéique μ du matériau constituant le collimateur (Équation Annexe II-60).

$$a_e = a - \frac{2}{\mu} \quad \text{Équation Annexe II-60}$$

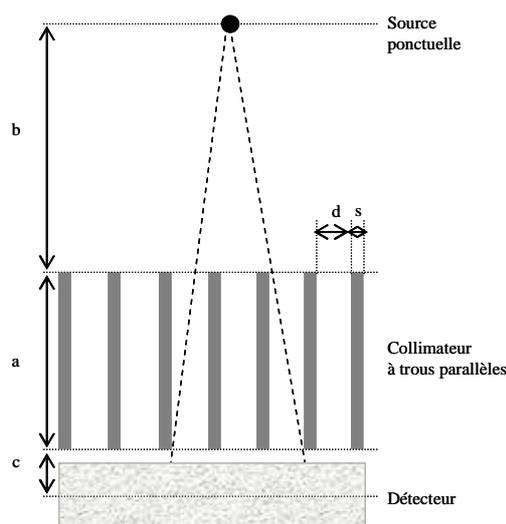


Figure Annexe II-172 : Schéma d'un collimateur à trous parallèles.

III Le collimateur convergent cone-beam

Les formules analytiques de la résolution spatiale et l'efficacité des collimateurs orthogonal à trous parallèles sont données dans [Wieczorek, et al., 2006].

Rappelons que le collimateur cone-beam (conique ou focalisé) est caractérisé par des trous dont les axes convergent vers un seul point (point focal). Ce collimateur se caractérise par le diamètre de ses trous (d), l'épaisseur septale (s), hauteur septale (a), et sa distance focale (f), correspondant à la distance entre le collimateur et le point focal (Figure Annexe II-173). La source est placée à la distance (b) du collimateur.

Le collimateur cone-beam possède un facteur de grandissement (G), donné par l'Équation Annexe II-61.

$$G = \frac{f + a}{f - b} \quad \text{Équation Annexe II-61}$$

La résolution spatiale du collimateur cone-beam (R_{coll}) est donnée par l'Équation Annexe II-62 et l'efficacité du collimateur cone-beam (S_{coll}) par l'Équation Annexe II-63.

$$R_{\text{coll}} = \frac{d \cdot (a + b)}{a} \cdot \frac{f}{f + a} \quad \text{Équation Annexe II-62}$$

$$S_{\text{coll}} = S_{\text{coll, parallèle}} \left(\frac{f}{f-b} \right)^2 \cos^3 \theta$$

Équation
Annexe II-63

où $S_{\text{coll, parallèle}}$ est l'efficacité du collimateur à trous parallèle, donnée par l'Équation Annexe II-59. Pour prendre en compte la pénétration des septa du collimateur cone-beam, la hauteur du collimateur (a) peut être remplacé par a_e dans les formules précédentes.

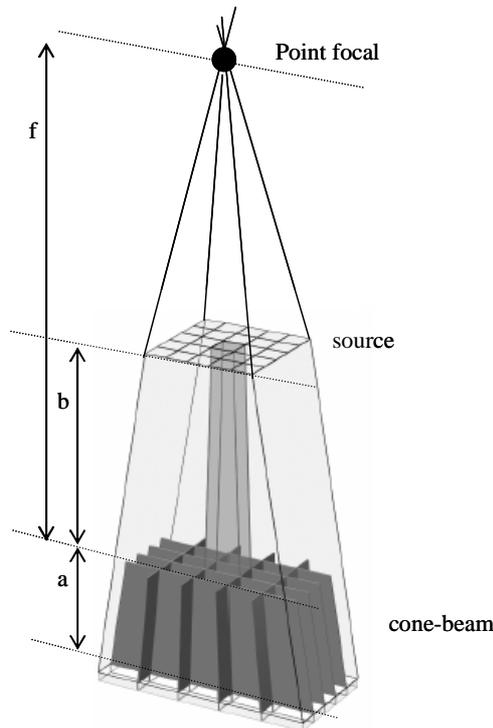


Figure Annexe II-173 : Schéma d'un collimateur cone-beam.

IV Le collimateur à multifentes tournantes

Les formules analytiques de la résolution spatiale et l'efficacité du collimateur à multifentes tournantes sont données dans [Wieczorek, et al., 2006].

Rappelons que le collimateur à fentes tournantes est un collimateur à fentes parallèles étroites à ouverture 1D en rotation autour d'un axe centré sur le centre de la caméra. Il est caractérisé par la largeur de ses fentes (d), l'épaisseur septale (s), la hauteur septale (a). La source est placée à la distance (b) du collimateur. Le détecteur qui lui est associé est un détecteur, en forme de barrette, et le largeur W_{det} (Figure Annexe II-174).

Ce collimateur ne possède pas de facteur de grandissement ($G=1$). La résolution spatiale du collimateur multifentes est sensiblement égale à celle du collimateur parallèle. L'efficacité du collimateur multifentes (S_{coll}) est donnée approximativement par l'Équation Annexe II-64.

$$S_{\text{coll}} = \frac{dW_{\text{det}}}{4\pi a(a+b)} \cdot \frac{d}{d+s} \cdot \cos^3 \beta$$

Équation
Annexe II-64

où β correspond à l'angle entre la source et l'axe normale au centre du détecteur.

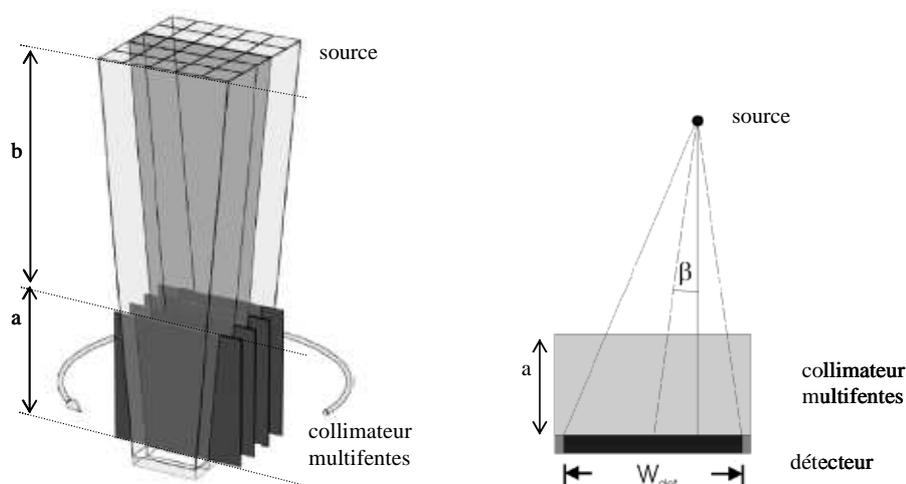


Figure Annexe II-174 : Schéma d'un collimateur multifentes tournantes.

V Synthèse des formules analytiques

Type de collimateur	Résolution spatiale du collimateur (R_{coll})	Efficacité du collimateur (S_{coll})	Facteur de grandissement (G)	Paramètres								
collimateur pinhole	$R_{coll} = \frac{d_e(a+b)}{a}$	$S_{coll} = d_e^2 \frac{\cos^3 \theta_1}{16b^2}$	$G = \frac{a}{b}$	$d_e = \sqrt{d \left(a + \frac{2}{\mu} \tan \frac{\alpha}{2} \right)}$								
collimateur à trous parallèles	$R_{coll} = \frac{d(a_e + b + c)}{a_e}$	avec : $S_{coll} = K^2 \cdot \left[\frac{d^2}{a_e \cdot (d+s)} \right]^2$ <table border="1" style="margin-left: auto; margin-right: auto;"> <tr> <td>trous</td> <td>$K =$</td> </tr> <tr> <td>circulaires</td> <td>0,238</td> </tr> <tr> <td>hexagonaux</td> <td>0,263</td> </tr> <tr> <td>carrés</td> <td>0,282</td> </tr> </table>	trous	$K =$	circulaires	0,238	hexagonaux	0,263	carrés	0,282	$G = 1$	$a_e = a - \frac{2}{\mu}$
trous	$K =$											
circulaires	0,238											
hexagonaux	0,263											
carrés	0,282											
collimateur cone-beam	$R_{coll} = \frac{d \cdot (a+b)}{a} \cdot \frac{f}{f+a}$	$S_{coll} = S_{coll,parallel} \cdot \left(\frac{f}{f-b} \right)^2 \cdot \cos^3 \theta$	$G = \frac{f+a}{f-b}$	$S_{coll,parallel} = K^2 \cdot \left[\frac{d^2}{a_e \cdot (d+s)} \right]^2$								
collimateur multifentes	$R_{coll} = R_{coll,parallel}$	$S_{coll} = \frac{dW_{det}}{4\pi \cdot a \cdot (a+b)} \cdot \frac{d}{d+s} \cdot \cos^3 \beta$	$G = 1$	-								

Tableau Annexe II-66 : Formules analytiques de la résolution spatiale, l'efficacité et de l'agrandissement des collimateurs pinhole, des collimateurs orthogonaux à trous parallèles, des collimateurs cone-beam et des collimateurs multifentes.

La résolution spatiale du système (R_s) défini par l'Équation Annexe II-65 et l'efficacité du système (S) défini par l'Équation Annexe II-66.

$$R_s = \sqrt{R_{coll}^2 + \left(\frac{R_{int}}{G}\right)^2}$$

Équation
Annexe II-65

$$S = S_{coll} \cdot S_{det}$$

Équation
Annexe II-66

où R_{int} est la résolution spatiale intrinsèque au détecteur et où S_{det} est la l'efficacité du détecteur.

Annexe III : Calcul géométrique de la précision de localisation apportée par les sous-couches du détecteur CdZnTe

La précision sur la localisation spatiale des sources dans le plan d'axes X et Y apportée par un collimateur à trous parallèles et une discrétisation du détecteur CdZnTe selon l'axe Z, peut être évaluée par un calcul géométrique simple. Il s'agit, par exemple, de la précision de localisation apportée par la première sous-couche diff_1 , par la deuxième diff_2 , et par la troisième diff_3 pour un détecteur segmenté en trois sous-couches (Figure Annexe III-175).

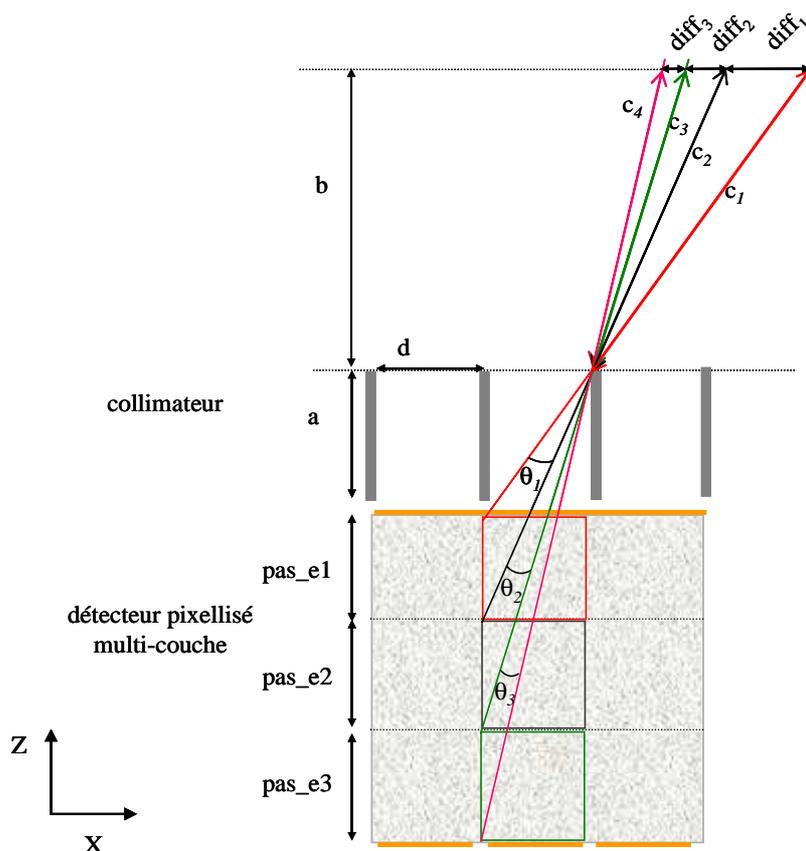


Figure Annexe III-175 : Exemple de la précision de localisation spatiale apportée par la profondeur d'interaction : la première sous-couche apporte une précision diff_1 , la deuxième une précision diff_2 et la troisième une précision diff_3 pour un détecteur segmenté en trois sous-couches avec un collimateur matching 1:1.

La précision de localisation apportée par la première sous-couche $diff_1$, par la deuxième $diff_2$, et par la troisième $diff_3$ sont données par les équations suivantes :

$$diff_1 = \sqrt{c_1^2 + c_2^2 - 2.c_1.c_2 \cos \theta_1} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-67} \end{array}$$

$$diff_2 = \sqrt{c_2^2 + c_3^2 - 2.c_2.c_3 \cos \theta_2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-68} \end{array}$$

$$diff_3 = \sqrt{c_3^2 + c_4^2 - 2.c_3.c_4 \cos \theta_3} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-69} \end{array}$$

avec

$$c_1 = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + d^2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-70} \end{array}$$

$$c_2 = \frac{b}{a + pas_e1} \sqrt{(a + pas_e1)^2 + d^2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-71} \end{array}$$

$$c_3 = \frac{b}{(a + pas_e1 + pas_e2)} \sqrt{(a + pas_e1 + pas_e2)^2 + d^2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-72} \end{array}$$

$$c_4 = \frac{b}{(a + pas_e1 + pas_e2 + pas_e3)} \sqrt{(a + pas_e1 + pas_e2 + pas_e3)^2 + d^2} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-73} \end{array}$$

et avec

$$\theta_1 = \arctan\left(\frac{d}{a}\right) - \arctan\left(\frac{d}{a + pas_e1}\right) \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-74} \end{array}$$

$$\theta_2 = \arctan\left(\frac{d}{a + pas_e1}\right) - \arctan\left(\frac{d}{a + pas_e1 + pas_e2}\right) \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-75} \end{array}$$

$$\theta_3 = \arctan\left(\frac{d}{a + pas_e1 + pas_e2}\right) - \arctan\left(\frac{d}{a + pas_e1 + pas_e2 + pas_e3}\right) \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{Annexe III-76} \end{array}$$

où a , d , b , et pas_ei sont respectivement la hauteur septale du collimateur, le diamètre des trous du collimateur, la distance entre l'entrée du collimateur et le plan source, et l'épaisseur de la i -ème sous-couche du détecteur.

TITRE : Étude d'une nouvelle architecture de gamma caméra à base de semi-conducteurs CdZnTe /CdTe

RESUME :

Les détecteurs à base de semi-conducteurs CdZnTe / CdTe sont de bons candidats pour remplacer les détecteurs à base de scintillateur NaI(Tl) en imagerie médicale, et notamment en imagerie nucléaire. Outre leur compacité, ils présentent de très bonnes performances en terme de résolution en énergie, d'efficacité de détection et de résolution spatiale intrinsèque. Ils permettent également de disposer d'une nouvelle information, celle de profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. C'est dans ce contexte que le LETI travaille sur le développement et la réalisation d'une nouvelle architecture de gamma caméra, à base de semi-conducteurs CdZnTe / CdTe en profitant au mieux de leurs performances.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons proposé une nouvelle architecture, baptisée HiSens (pour High Sensitivity), permettant d'améliorer l'efficacité des gamma caméras (environ d'un facteur 5), tout en maintenant leur résolution spatiale. Cette architecture associe aux semi-conducteurs CdZnTe / CdTe, disposant de la profondeur d'interaction, une collimation à larges trous parallèles carrés et utilise des méthodes de reconstruction spécifiques. Nous avons évalué les performances de l'architecture HiSens par simulation, en développant des outils de simulation et des méthodes de reconstruction d'images tenant compte de la profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. Nous avons poursuivi ces travaux par une première validation expérimentale au sein du laboratoire.

MOTS CLEFS : Collimation, détecteurs semi-conducteur CdZnTe, profondeur d'interaction, architecture HiSens, reconstruction d'images, imagerie monophotonique, SPECT.

TITLE: Investigation of a Gamma Camera Architecture based on CdZnTe/CdTe Semiconductors

ABSTRACT:

CdZnTe / CdTe semiconductor gamma ray detectors are good candidates to replace NaI(Tl) scintillation detectors for medical applications, notably for nuclear imaging. In addition to compactness, they present very good performances, in terms of energy resolution, detection efficiency and intrinsic spatial resolution. These detectors provide also an important additional information: the depth of interaction of the gamma ray into the detector. This context led LETI into developing and realizing new gamma camera architecture, based on CdZnTe / CdTe semiconductor, in order to benefit from these recent performances.

During this work, we have proposed a new architecture, named HiSens (High Sensitivity), allowing to improve sensitivity (about factor 5) while preserving spatial resolution. This architecture associates CdZnTe detectors, providing depth of interaction information, with a new parallel square hole collimator geometry and uses an adapted image reconstruction method. We have evaluated HiSens architecture performances with simulation, after development of simulations software and an adapted method of iterative reconstruction, using photon depth of interaction information. A preliminary experimental validation is currently investigated at CEA-LETI in order to confirm simulations results

KERWORDS: Collimation, CdZnTe semiconductor detectors, depth of interaction, HiSens architecture, image reconstruction, single photon emission imaging, SPECT.